

N° d'Ordre :
29

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE PARIS

POUR OBTENIR LE TITRE

D'INGENIEUR - DOCTEUR

PAR

DAVID BARLEN

Ingénieur diplômé I.E.G.

1^{re} THÈSE : Contribution à l'étude électrophysique des diélectriques solides.

2^{me} THÈSE : Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 9 juillet 1936, devant la Commission d'Examen :

MM. E. DARMOIS, *Président.*
J. VILLEY, } *Examineurs.*
F. CROZE, }

Librairie L. RODSTEIN
17, rue Cujas, PARIS (V^e)

1936

N° d'Ordre :

29

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE PARIS

POUR OBTENIR LE TITRE

D'INGENIEUR - DOCTEUR

PAR

DAVID BARLEN

Ingénieur diplômé I.E.G.

1^{re} THÈSE : Contribution à l'étude électrophysique des diélectriques solides.

2^{me} THÈSE : Propositions données par la Faculté.

Soutenues le Juillet 1936, devant la Commission d'Examen :

MM. E. DARMOIS,	<i>Président.</i>
J. VILLEY,	} <i>Examineurs.</i>
F. CROZE,	

Librairie L. RODSTEIN
17, rue Cujas, PARIS (V^e)

1936

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

MM.

Doyen honoraire M. MOLLIARD.

Doyen C. MAURAIN, *Professeur*, Physique du Globe.

<i>Professeurs honoraires</i>	H. LE CHATELIER.	Léon BRILLOUIN.	AUGER.
	H. LEBESGUE.	GOURSAT.	BLAISE.
	A. FERNBACH.	WALLERANT.	DANGEARD.
	A. LEDUC.	GUILLET.	JANET.
	Emile PICARD.	PÉCHARD.	LESPIEAU.
	Rémy PERRIER.	FREUNDLER.	MARCHIS.
			VESSIOT.

PROFESSEURS

G. BERTRAND	 T	Chimie biologique.	A. DUFOUR	 T	Physique (P.C.B.).
M. CAULLERY	 T	Zoologie (Evolution des êtres organisés).	L. DUNOYER		Optique appliquée.
G. URBAIN	 T	Chimie générale.	A. GUILLIERMOND	.. T	Botanique (P.C.B.).
Emile BOREL	 T	Calcul des probabilités et physique mathématique.	M. JAVILLIER		Chimie biologique.
Jean PERRIN	 T	Chimie physique.	L. JOLEAUD		Paléontologie.
H. ABRAHAM	 T	Physique.	ROBERT-LÉVY		Zoologie.
E. CARTAN	 T	Géométrie supérieure	F. PICARD		Zoologie (Evolution des êtres organisés).
M. MOLLIARD	 T	Physiologie végétale.	Henri VILLAT	 T	Mécanique des fluides et applications.
L. LAPICQUE	 T	Physiologie générale.	Ch. JACOB	 T	Géologie.
E. VESSIOT	 T	Mécanique analytique et Mécanique céleste.	P. PASCAL	 T	Chimie minérale.
A. COTTON	 T	Recherches physiques	M. FRÉCHET	 T	Calcul des Probabilités et Physique mathématique.
J. DRACH	 T	Analyse supérieure et Algèbre supérieur.	E. ESCLANGON	 T	Astronomie.
Charles FABRY	 T	Enseignement de physique.	M ^{me} RAMART-LUCAS.		Chimie organique.
Charles PÉREZ	 T	Zoologie.	H. BÉGHIN	 T	Mécanique physique et expérimentale.
Léon BERTRAND	... T	Géologie structurale et géologie appliquée	FOCH		Mécanique expérimentale des fluides.
P. PORTIER	 T	Physiologie comparée	PAUTHENIER		Physique (P.C.B.).
E. RABAUD	 T	Biologie expérimentale.	DE BROGLIE	 T	Théories physiques.
M. GUICHARD		Chimie minérale.	CHRETIEN		Optique appliquée.
Paul MONTEL	 T	Théorie des fonctions et Théorie des transformations.	P. JOB		Chimie générale.
P. WINTREBERT	 T	Anatomie et histologie comparées.	LABROUSTE		Physique du Globe.
L. BLARINGHEM	 T	Botanique.	PRENANT		Zoologie.
O. DUBOSCQ	 T	Biologie maritime.	VILLEY		Mécanique physique et expérimentale.
G. JULIA	 T	Application de l'analyse à la géométrie	BOHN		Zoologie (P.C.B.).
C. MAUGUIN	 T	Minéralogie.	COMBES		Botanique.
A. MICHEL-LÉVY	... T	Pétrographie.	GARNIER		Calcul différentiel.
H. BÉNARD	 T	Mécanique expérimentale des fluides.	PÉRÈS		Mécanique théorique des fluides.
A. DENIOY	 T	Calcul différentiel et calcul intégral.	HACKSPILL		Chimie (P.C.B.).
L. LUTAUD	 T	Géographie physique et géologie dynamique.	LAUGIER		Physiologie générale.
Eugène BLOCH	 T	Physique théorique et physique céleste.	TOUSSAINT		Technique Aéronautique.
G. BRUHAT		Physique.	M. CURIE		Physique (P.C.B.).
E. DARMOIS		Physique.	G. RIBAUD	 T	Htes températures.
A. DEBIERNE	 T	Radioactivité.	CHAZY	 T	Mécanique ration.
			GAULT		Chimie (P.C.B.).
			CROZE		Physique.
			DUPONT	 T	Théories chimiques.
			LANQUINE		Géologie.
			G. DARMOIS		Calcul des probabilités et Physique mathématique.

Secrétaire A. PACAUD

Secrétaire honoraire D. TOMBECK



AVANT-PROPOS.

La présente étude a pour but d'éclaircir, par un examen expérimental physique, la question encore si controversée des phénomènes accompagnant le fonctionnement normal ou la rupture d'un diélectrique solide. Après avoir résumé les idées modernes émises par des personnalités de plus haute compétence, nous avons justifié l'utilité du problème entrepris.

La première partie de notre travail concerne, tout spécialement, la conclusion générale de l'ensemble de travaux et de recherches dont nous nous sommes servi, comme point de départ. Tous les travaux et communications examinés par nous, sont donnés dans la rubrique de l'Index bibliographique.

Ensuite nous avons étudié la relation existant entre la tension d'application et la température dont le diélectrique est le siège. Au moyen des courbes représentatives, tracées à un haut degré de précision dans des conditions différentes du milieu, nous avons montré à plusieurs reprises que les deux facteurs principaux : champ électrique et la température se superposent constamment, bien que leurs actions varient dans des proportions tout à fait inégales. Nous avons donc cherché, dans tous les cas, à mettre en évidence chacune de ces actions et à définir leurs valeurs disruptives.

D'après de nombreux tracés graphiques que nous avons établis expérimentalement sur une série de diélectriques divers, nous avons constaté qu'il existe trois régions bien différentes qui se caractérisent nettement, pour un diélectrique considéré, selon les valeurs de tension et de température appliquées. Quelques spécimens des courbes choisies montrent clairement l'existence de trois régions différentes.

C'est la région moyenne qui a fait l'objet d'une polémique dans la presse technique étrangère. Les Américains admettaient pleinement cette région, comme une phase nettement différente de deux autres. Nous avons également obtenu ces résultats et les avons résumés en coordonnées rectilignes simple $U = f(t^\circ)$ et des coordonnées semi-logarithmiques $lgU = \varphi\left(\frac{1}{T}\right)$. A l'appui de ces constatations nous

avons eu recours aux diagrammes classiques de puissances en fonction de la température et nous espérons que nous avons donné, à juste titre, l'explication des diagrammes dont nous venons de parler.

Une étude comparative avec des formules existantes, nous a permis de conclure que pour toutes ces régions il existe une action disruptive simultanée du champ électrique et de la température. Grâce à cela nous avons pu déterminer une nouvelle formule empirique qui tient compte de l'ensemble des actions disruptives.

Nous nous permettons de croire que nos résultats auront une conséquence pratique, car le tracé logarithmique, composé des trois tronçons linéaires, n'exige, pour chaque région, que le relevé de deux points. Un diagramme ainsi constitué permet la construction immédiate des courbes caractéristiques directes $U = f(t^\circ)$, lesquelles sans cela exigeraient des mesures laborieuses et délicates à exécuter.

Inspiré et soutenu au cours de notre travail par M. le Professeur E. DARMOIS, nous lui renouvelons ici notre profonde et affectueuse reconnaissance.

MM. les Professeurs J. VILLEY et F. CROZE, ont bien voulu s'intéresser à ce travail, nous les prions de trouver ici également l'expression de nos plus vifs remerciements.

La partie expérimentale de ce travail a été réalisée dans le Laboratoire de Recherches de l'Ecole Spéciale des Travaux Publics. Que M. EYROLLES, Directeur de cette Ecole, veuille trouver ici l'expression de notre respectueuse gratitude.

CONSIDERATIONS GENERALES.

La question des isolants électriques de toute nature a été l'objet de recherches approfondies de la part des savants et des ingénieurs qui s'occupent de cette branche de l'industrie. Les derniers progrès réalisés dans la construction des machines électriques et dans l'appareillage ont entraîné parallèlement l'importance de lignes de transport ; leurs longueurs kilométriques augmentaient constamment et dans des proportions considérables ; les dépenses nécessitées par les isolateurs ont été telles qu'il a été opportun de chercher de plus près des substances isolantes moins coûteuses et à un haut degré de pouvoir diélectrique. On a cherché, par ailleurs, à remplacer la porcelaine pure par des matières céramiques différentes, par le verre, dans certains cas, par l'ambroïne. On peut citer les cas, notamment aux Etats-Unis, des isolateurs fabriqués avec un mélange d'amiante et de goudron. Mais indépendamment des très nombreuses préparations, parfois très diverses et généralement tenues secrètes, le pouvoir diélectrique des isolants solides dépend, en grande proportion, de la configuration de l'ensemble. Les nombreuses expériences antérieures l'ont montré à maintes reprises. Il est à noter aussi que souvent un bon isolant, plus rigide diélectriquement qu'un isolant de comparaison, se comportait comme un semi-conducteur dans des conditions autres que celles du laboratoire (anomalie de conductibilité). Dans d'autres cas, l'addition d'une substance isolante avec un pouvoir diélectrique supérieur occasionnait une disruption dans l'ensemble. On peut ainsi citer un grand nombre de cas, à première vue paradoxaux. Limitons-nous à ces deux exemples qui montrent immédiatement la difficulté de l'étude théorique des isolants et la complexité de leur examen expérimental. Fixons-nous dès main-

tenant qu'une étude approfondie des isolateurs industriels exige la connaissance détaillée des ensembles dans lesquels des isolements solides, liquides et gazeux entrent en combinaison. Il s'ensuit que, contrairement à la théorie générale relative à un système isolant considéré dans des conditions extérieures constantes, un diélectrique isolant se comporte différemment suivant les milieux et les conditions atmosphériques où il est installé. En résumé, il existe beaucoup de diélectriques dont la conductibilité électrique est sujette à de fortes variations provoquées par de multiples raisons différentes et souvent inconnues. La théorie générale bâtie sur les considérations purement électriques n'est donc applicable qu'aux diélectriques isolants parfaits. Toutefois, la plupart des traités attachent peu d'importance à des diverses propriétés anormales, mais, vu l'extension considérable en ces temps derniers des réseaux et des machines électriques prévus pour des grands transports et la grande variété de formes sous lesquelles se présentent les isolateurs actuels, nous croyons utile de revoir de plus près l'étude physique et expérimentale des isolants.

QUALITÉS QUE DOIT POSSÉDER UN BON ISOLATEUR.

Rappelons tout d'abord brièvement qu'un bon isolateur doit résister à des efforts mécaniques très divers et parfois considérables (gel, neige, pluie, grêle, traction des fils conducteurs, action mécanique quelconque, etc....). Il doit ensuite présenter l'élasticité parfaite, c'est-à-dire, dans tous ces cas, les qualités isolantes de l'isolateur ne doivent pas être affaiblies et cela même lors de très grandes et brusques différences de température. Au point de vue électrique, les isolateurs doivent rendre inactives les effluves épousant leurs contours ainsi qu'empêcher toute décharge éventuelle à travers l'air. Les méthodes d'isolement et les formes de types d'isolateurs différents sont nombreuses ; vouloir étudier toutes les formes adoptées serait un travail fastidieux qui ne serait d'ailleurs d'aucune utilité actuelle ; par contre, l'étude des raisons qui militent en faveur ou en défaveur de telles ou de telles matières employées présente un intérêt incontestable à tous ceux qui s'occupent de cette question.

C'est sous cet angle que nous nous sommes proposé d'examiner l'ensemble du problème. (Nous supposons évidemment connue la théorie classique des corps isolants ainsi que la propagation de phénomènes diélectriques dans la technique des potentiels élevés.) Dans l'étude qui suit nous nous bornerons aux cas, encore mal connus, des propriétés dites anormales des diélectriques solides variables avec la température et soumis à des tensions alternatives.

RAPPEL DE QUELQUES PHÉNOMÈNES ANORMAUX DES DIÉLECTRIQUES.

On appelle *propriétés anormales* des diélectriques, les propriétés dues à certains phénomènes physiques complexes qui, par leur intervention, modifient partiellement ou complètement les relations simples déduites de l'électrotechnique générale classique. Les lois qui gouvernent ces phénomènes anormaux sont, en général, très irrégulières et peu comprises. M. H. BOUASSE, Professeur à la faculté des Sciences de Toulouse, dans son remarquable *Traité de Magnétisme et d'Electricité*, a clairement montré l'incertitude où nous sommes en ce qui concerne les phénomènes anormaux. Finalement, on a toujours recours aux faits expérimentaux. Il est à rappeler que presque tous les diélectriques liquides soumis aux potentiels alternatifs possèdent la propriété de *l'absorption*, facteur définissant les pertes. Cette absorption se manifeste aussi dans beaucoup d'isolants solides, surtout des isolants solides mous (paraffine, asphalte, caoutchouc). L'existence de l'absorption diélectrique fut reconnue dès la première expérience faite à ce sujet. Pendant longtemps, l'absorption a été considérée seulement comme une anomalie concernant certaines propriétés de la matière isolante. Dans ces dernières années, l'étude de l'absorption a pris de l'importance, surtout lors de l'étude des isolants employés dans la câblerie téléphonique. Les dernières expériences montrent que l'ancienne théorie, supposant que le phénomène de l'absorption ne doit exister que dans les diélectriques non homogènes et non dans les diélectriques homogènes, se trouve en défaut.

Il a été admis, jusqu'ici, qu'en général, un diélectrique est élec-

triquement élastique. Par analogie avec la théorie de l'élasticité, on peut écrire :

$$\Delta = CE \text{ (Loi de HOOKE généralisée)}$$

ou Δ — déformation, C — constante et E — contrainte.

Pour une matière isolante parfaitement élastique, C évidemment ne change pas et est indépendante de la durée d'application de la contrainte E. Cela paraît être exact pour l'air, les différents gaz, l'huile minérale pure, etc... ; mais n'est pas juste pour des masses isolantes non homogènes, comme des isolateurs, les câbles, les parafines, etc... Par exemple, dans un câble, lorsqu'on applique une tension entre l'âme et l'enveloppe isolante, le déplacement atteint immédiatement une valeur très voisine de sa valeur maximum, puis croît graduellement, pendant un temps relativement grand, au-dessus de sa position primitive. Il s'ensuit ainsi qu'une partie de l'énergie se trouve lentement absorbée par le diélectrique, d'où le nom d'absorption.

Ce phénomène de la perte inévitable était expliqué différemment par un nombre considérable de grands physiciens. Mentionnons seulement les savants tels que ANDERSON, BOUASSE, DECOMBE, HOPKINSON, HOULLEVIGUE, PELLAT, SIEMENS, von SCHWEIDLER, WAGNER.

M. WAGNER bâtit sa théorie d'après la théorie générale de MAXWELL ; MM. HOPKINSON, HOULLEVIGUE, PELLAT, et von SCHWEIDLER partent tous d'un autre point de vue. Leurs explications de l'absorption sont basées sur le mouvement moléculaire.

M. J. HOPKINSON fut l'un des premiers qui aient étudié systématiquement les phénomènes anormaux dans les diélectriques, notamment ceux de l'absorption. La formule

$$\Phi(t) = \frac{K}{4\pi} E(t) + \int_0^\infty E(t-u)\psi(u)du$$

caractérise son œuvre relative à ce sujet.

Cette formule montre que le déplacement réel $\Phi(t)$ dans un diélectrique quelconque non homogène, à chaque instant, se com-

pose de deux termes : le premier $\frac{K}{4\pi} E(t)$ est dû au déplacement normal déterminé par la constante diélectrique du milieu K et par la valeur instantanée de la tension $E(t)$; le second caractérise la somme des effets résiduels de toutes les valeurs de $E(t)$ considérées en fonction d'un temps écoulé u . Chaque effet résiduel des valeurs précédentes de $E(t)$ décroît avec le temps écoulé en fonction d'une quantité définie $\psi(u)$; les effets résiduels simples se superposent donc.

M. H. PELLAT ne cherche pas à expliquer les causes fondamentales de l'absorption, il montre expérimentalement que les diélectriques soumis à un champ électrique manifestent une polarisation initiale instantanée à laquelle s'ajoute une seconde polarisation variable avec le temps. La loi qu'il propose peut être interprétée par la formule :

$$\Phi(t) = \Phi'(t) + \Phi''(t)$$

$$\text{avec } d\Phi'(t) = K \frac{d\varphi(t)}{4\pi}$$

$$\begin{aligned} \text{et } d\Phi''(t) &= \alpha[\Phi''_{(\infty)} - \Phi''(t)]dt \\ &= \alpha[\eta \frac{K}{4\pi} \varphi(t) - \Phi''(t)]dt \end{aligned}$$

où $\Phi'(t)$ désigne la polarisation fictive et $\Phi''(t)$ la polarisation réelle.

Lorsque le champ électrique est constant, la fonction peut s'écrire, pour t positif :

$$\Phi''(t) = \eta \frac{K}{4\pi} E_0(1 - e^{-\alpha t})$$

$$\frac{d\Phi''(t)}{dt} = \alpha \eta \frac{K}{4\pi} E_0 e^{-\alpha t} = i(t)$$

On voit que le second membre qui représente la variation du courant anormal réversible est une fonction exponentielle simple. Cette formule reste valable pour un champ électrique quelconque variable avec le temps.

$$\text{On aura : } d\Phi''(t) = \alpha \eta \frac{K}{4\pi} E(t - u)e^{-\alpha u} du$$

et l'intégration donne : $\Phi(t) = \frac{K}{4\pi} E(t) + \alpha\gamma \frac{K}{4\pi} \int_0^t E(t-u) e^{-\alpha u} du$

On peut donc conclure que le principe de superposition de PELLAT apparaît comme une solution particulière de la théorie d'HOPKINSON dans laquelle $\varphi(u)$ prend la forme $e^{-\alpha u}$.

Ainsi, en développant la théorie de PELLAT, M. von SCHWEIDLER arrive à la conclusion précédente d'HOPKINSON. De plus, il explique physiquement l'absorption par la production des charges moléculaires de haute fréquence.

Enfin, à notre point de vue, l'explication la plus simple est due à M. L. HOULLEVIGUE, Professeur à la Faculté des Sciences de Lyon, qui développe les idées de MAXWELL et suppose que les molécules du diélectrique sont suspendues par une sorte de connexion élastique dans l'éther. Sous l'influence du champ électrique, l'éther se déplace dans la direction du champ jusqu'à ce que l'état d'équilibre avec la réaction élastique soit atteint. Dans un condensateur parfait, l'effet est instantané; mais, dans le cas d'un diélectrique avec absorption, les molécules cèdent sous l'action du potentiel, leur position moyenne se déplace dans la direction du champ et le déplacement de l'éther croît en fonction de ce déplacement moléculaire. Ainsi, le phénomène d'absorption est supposé tirer son origine de la viscosité diélectrique. Le déplacement total se fait donc, dans le cas d'un diélectrique avec absorption, en deux temps : le premier temps suppose un déplacement instantané de l'éther jusqu'à ce que les forces élastiques entre l'éther et les molécules soient en équilibre; le second prévoit un relâchement graduel des molécules sous l'influence du potentiel causé par le premier déplacement. Il se produit un frottement interne, proportionnel à la vitesse du déplacement, qui se manifeste par la production de chaleur.

Nous avons vérifié nous-mêmes ce phénomène et nous avons pu constater l'élévation assez sensible de température.

Par exemple, avec un condensateur de $4 \mu F$ soumis à une force électromotrice de 500 V., l'élévation de température atteint sept dixièmes de degré centigrade (v. p. 59).

HYSTÉRÉSIS DIÉLECTRIQUE.

Ce phénomène d'hystérésis ne se manifeste que dans les isolants solides. On admet souvent les pertes ordinaires d'absorption que nous avons signalées, comme une certaine forme d'hystérésis diélectrique. Lors de l'essai, on observe que la charge est plus petite pour les potentiels croissants que pour les potentiels décroissants. Les courbes relevées se présentent sous forme de boucles fermées analogues à celles d'hystérésis magnétique de STEINMETZ. Ces courbes facilitent la compréhension que les pertes d'énergie transformée en chaleur varient selon la fréquence des cycles.

D'autres auteurs encore bâtissent leur théorie de l'absorption sur la structure même de l'atome. ANDERSON et KEANE imaginent un glissement lent d'électrons à travers la masse diélectrique vers les électrodes, ce qui conduit directement à une anomalie de conductibilité : explications des courants de charge et de décharge anormaux. M. DECOMBE constate expérimentalement le fait remarquable que la plupart des manifestations thermiques sont inséparables des phénomènes électriques perceptibles. Toutes modifications d'ordre mécanique s'accompagnent de manifestations calorifiques et électriques (effets piézoélectriques). Ajoutons que les effets semblables se rencontrent dans les réactions chimiques, dans les modifications thermiques des cristaux et des cellules thermoélectriques (effets de PELTIER et de THOMSON). M. DECOMBE, dans ses considérations, se base sur la théorie générale de Lorentz, aujourd'hui devenue célèbre. Il explique également le phénomène de l'absorption et des pertes diélectriques par les déformations des systèmes d'électrons reliés à leurs protons.

Ce court exposé synthétique permet de se rendre compte de la variété que présente l'explication du phénomène de l'absorption. Malgré l'apparence du phénomène, on peut conclure que l'origine de l'absorption est encore très obscure. Ce qu'il faut rappeler, c'est la diminution du courant de charge avec le temps, charge résiduelle et la production de la chaleur.

PERTES DIÉLECTRIQUES DUES A LA TENSION ALTERNATIVE.

La nature de telles pertes est beaucoup plus importante que celle par l'absorption. Elle ne se manifeste que dans des diélectriques solides soumis à des tensions alternatives. Elles ont été observées pour la première fois par SIEMENS, en 1864. Ces pertes ont pour effet d'échauffer la masse même de l'isolant à tel point que sa conductibilité augmente sensiblement et finit souvent par provoquer la rupture du diélectrique. L'origine de ces pertes est très mal connue ; pendant longtemps, on les considérait comme dues à une hystérèse moléculaire. A l'heure actuelle, cette explication soulève de nombreuses objections.

Le problème d'établissement des lois gouvernant ces pertes est un de ceux qui ont retenu le plus d'attention dans l'étude générale des isolateurs. La littérature spéciale technique est très abondante à ce sujet. Les physiciens ont cherché surtout à expliquer l'origine des pertes en portant leur attention sur les substances pures ; les techniciens s'intéressaient à l'ensemble du problème industriel et ont beaucoup contribué à l'augmentation de la tension de service.

M. H. ROWLAND qui, à notre connaissance, fut le premier chercheur de la cause exacte de telles pertes, a appliqué à ses recherches la théorie de Maxwell. Il a publié ses résultats d'expérience sans toutefois avoir indiqué les méthodes qui le conduisirent à ces résultats. La question était reprise par M. F. GROVER, qui, après avoir vérifié les expériences de Rowland, donne l'explication analytique du problème. Il expérimenta sur un certain nombre de condensateurs dont la fréquence variait de 25 à 1.000 p/s en les soumettant aux températures différentes comprises entre 5 et 35° C.

M. J. WHITEHEAD, Professeur à l'Université Hopkins, se basant sur l'explication de M. L. DECOMBE, qui explique l'origine de tous les phénomènes électriques par le déplacement des électrons à l'intérieur de l'atome, explicite le phénomène des pertes diélectriques provenant des potentiels alternatifs, en se servant de l'équation du déplacement de l'électron de LORENTZ :

$$E = a \frac{d^2m}{dt^2} + b \frac{dm}{dt} + cm$$

où E représente le champ électrique pouvant prendre la forme $E = f(\omega t)$; m — polarisation atomique, ou déplacement de l'électron et a , b , c — les constantes d'inertie, d'élasticité et de friction.

Parmi ceux qui se sont occupés de la théorie de MAXWELL, citons encore les travaux de M. K. WAGNER. Au lieu de développer les équations de MAXWELL au cas du potentiel uniquement alternatif, comme l'ont fait ROWLAND et GROVER, M. WAGNER considère un diélectrique constitué de deux couches soumises à une tension alternative à l'état stationnaire. Cette méthode de WAGNER permet l'emploi facile de nombres complexes. Les résultats concordent avec l'expérience d'une façon surprenante et facilitent la compréhension immédiate, que, d'après la théorie de MAXWELL, deux substances seulement sont indispensables à l'explication de phénomènes observés. Toutefois, nous devons remarquer que cela ne correspond malheureusement pas aux cas industriels, car on ne tient pas compte de traces d'impuretés, aussi faibles qu'elles soient, qui peuvent occasionner de grandes modifications dans la structure des diélectriques purs. Dans ce cas, les phénomènes électriques et magnétiques se comportent d'une manière toute différente.

M. H. BOUASSE relie les phénomènes produits par tension alternative à ceux de la tension continue. En vertu du principe de superposition, on peut en effet relier l'état stationnaire d'un diélectrique sous tension alternative à l'état transitoire sous tension continue. D'autres observateurs, parmi lesquels mentionnons J. LAHOUSSE, H. JORDAN, F. TANK, von SCHWEIDLER, ont été également satisfaits de cette explication. L'expression la plus commode et, semble-t-il, la plus exacte d'après laquelle partent ces physiciens peut être représentée par l'intégrale simple définie dans l'intervalle $(-\infty, t)$

$$i(t) = K \int_{-\infty}^t \frac{dE(u)}{du} \psi(t - u) du$$

que l'on peut écrire aussi :

$$i(t) = -K \int_0^{\infty} \frac{dE(t - u)}{du} \psi(u) du$$

la constante K varie en fonction de la capacité géométrique.

M. J. GRANIER a imaginé une méthode très élégante dans le cas seulement des fréquences comprises entre 0,3- et 150 p.s. Il interrompt l'excitation de la tension alternative stationnaire en différents points d'un cycle et, se servant d'une méthode de zéro très précise, il obtient la charge résiduelle globale qui correspond à chaque point. Les courbes représentatives obtenues sont bien de la forme elliptique, ce qui concorde avec la théorie de BOUASSE.

L'ensemble des idées émises, malgré une certaine obscurité, nous permet d'avoir les renseignements nécessaires pour notre étude expérimentale, surtout du côté des recherches des propriétés des diélectriques soumis aux diverses températures et tensions.

DÉFINITION DE L'ANGLE DE PERTES.

Par définition, un bon condensateur soumis à une tension alternative ne perd aucune puissance. Mais, en réalité, cela n'est vrai que pour des diélectriques gazeux dépourvus de toute humidité. On sait que l'air, théoriquement un diélectrique parfait, devient semi-conducteur lorsque, par exemple, on considère un réseau de transport d'énergie à haute tension. En chaque point d'une ligne, mono ou polyphasée, il se forme une capacité, un condensateur fictif, entraînant une perte parfois notable. Néanmoins, vu la petitesse de telles pertes, on admet que les gaz sont des diélectriques s'approchant des isolants parfaits. Par contre, tous les diélectriques solides, mous et liquides, possèdent une conductibilité. Même en absence de l'absorption diélectrique, on observe une perte d'énergie sensible. Pratiquement, on détermine les pertes globales dans des diélectriques, au moyen d'une définition nouvelle : angle de pertes ($\text{tg } \delta$)

Considérons un diélectrique quelconque non gazeux soumis à une tension alternative $U = U_0 \sin \omega t$

Le courant provoquant la perte, appelé courant de charge, se trouve en avance sur la tension d'un angle égal à 90° .

La somme géométrique de ce courant avec le courant de fuite donne le courant total dans le circuit. La distribution de vecteurs est représentée sur la figure 1. Le facteur de puissance $\cos \varphi$ est dû à la conductibilité seule ; il caractérise donc la substance employée et,

par conséquent, représente une autre qualité électrique que dans l'électrodynamique. C'est probablement pour cette raison qu'on est accoutumé, pour éviter toute confusion, de le définir non comme $\cos \varphi$, mais comme $\sin \delta$. Pratiquement, le plus simple est d'employer la tangente de l'angle de pertes

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{i_t}{i_e} = \frac{\cos \varphi}{\sin \varphi}$$

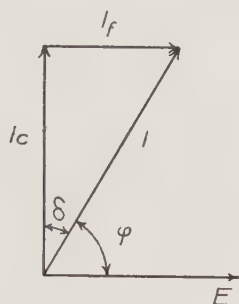


FIG. 1.

Diagramme de l'angle
des pertes diélectriques.

ETUDE ELECTROPHYSIQUE.

D'après les considérations succinctes ci-dessus exposées, nous sommes en mesure de conclure que l'étude électrophysique d'un diélectrique peut être définie par trois facteurs principaux : température, tension et fréquence. Dans notre cas, qui touche essentiellement les applications techniques actuelles, nous nous bornerons à des valeurs de fréquences industrielles. Par conséquent, ce sont les deux facteurs : température et tension qui entrent essentiellement en ligne de compte dans toute étude physique et expérimentale d'un diélectrique.

Pour juger de ses qualités physiques, il faut qu'il soit examiné point par point, à partir de son état initial (diélectrique inactif) jusqu'au claquage.

On peut résumer les différentes théories auxquelles nous avons fait allusion en trois groupes : le premier ayant pour base uniquement les effets thermiques ; le second, les effets d'ordre électro-mécanique, et, enfin, le troisième, l'ionisation.

Ces théories peuvent être expliquées en quelques mots de la façon suivante :

1° *Théorie électro-mécanique.* — Un diélectrique quelconque constitue un réseau cristallin régulier dû à des forces électriques d'attraction. Un champ électrique de force suffisante est capable de provoquer la libération des ions ; le réseau cristallin sera ainsi détruit, les ions libres attaqueront à leur tour les cristaux, libèrent de nouveau des ions et ainsi de suite. L'accroissement rapide et considérable des ions libres améliore les conditions de conductibilité jusqu'à la valeur où le claquage se produit.

2° *Théorie d'ionisation.* — Au fond cette théorie diffère peu de

la précédente; les électrons libres qui se trouvent dans le diélectrique, sous l'action du champ électrique, se meuvent en circulation plus ou moins accélérée, rencontrant sur leur parcours les ions non libres, dont une partie est mise en liberté par chocs violents. Les ions ainsi devenus libres ionisent à leur tour les ions équilibrés, etc..., jusqu'à la production du claquage.

3° *Théorie thermique*. — La différence du potentiel appliquée au diélectrique provoque un certain courant (courant de perte) à travers l'isolateur. Ce courant, si faible qu'il soit produit, par effet Joule, une certaine quantité de chaleur contrôlable par élévation générale de la température. Dans les conducteurs non métalliques, l'accroissement de température entraîne l'accroissement de la conductibilité. Le courant croît en conséquence et le cycle se répète jusqu'à ce que le diélectrique claque.

Ces explications théoriques sont d'une interprétation physique claires, et peuvent être applicables aussi bien à un diélectrique homogène, qu'hétérogène.

ÉTUDE CRITIQUE.

1) La théorie électro-mécanique se heurte à une objection sérieuse. M. ROGOVSKY démontre, au moyen du calcul, qu'une force nécessaire à la désagrégation d'un cristal (la porcelaine par exemple) doit correspondre à une tension de 10^8 à 2.10^8 volts : cm. L'expérience montre, par contre, que, pour les porcelaines citées par M. ROGOVSKY, les claquements ont été observés lors des tensions de 3.10^6 v : cm, c'est-à-dire des valeurs cent fois plus faibles que celles déduites mathématiquement.

Cette discordance est évidemment très appréciable, mais on ne peut rien affirmer du fait que, pratiquement, les porcelaines ne sont jamais parfaitement homogènes et certaines zones peuvent être plus faibles que les autres. Il est fort probable que de telles zones comportent des filets dont la conductibilité est cent fois plus grande que la conductibilité théoriquement prévue.

2) La conception d'ionisation ne conduit pas non plus à une

conclusion nette définie. L'énergie nécessaire à la désagrégation d'un cristal par ionisation correspond à quelques volts seulement (volts:cm.). Nous connaissons d'autre part, que le parcours d'un ion libéré dans un diélectrique solide est sensiblement égal à la distance entre deux molécules voisines, c'est-à-dire approximativement à 10^{-7} cm. Pour de telles distances, les ions exigeraient une tension de l'ordre de 0,1 v:cm.; dans ce cas, la tension serait cent fois plus faible que celle prédéterminée au préalable par la théorie.

L'analyse de ces idées nous conduit à la conclusion suivante : le claquement doit absolument se produire dans la partie soumise aux flux de forces électriques les plus intenses ; ce claquement est pratiquement instantané et indépendant du nombre initial des ions libres. En effet, l'expérience montre que la durée d'application de la tension ne joue dans certains cas aucun rôle ; le processus de la désagrégation des cristaux n'exige que des fractions relativement faibles d'une seconde (temps nécessaire à la formation d'une chaîne d'ions). La quantité des ions libres à l'état normal est infiniment plus petite que celle des ions provoqués après l'application du champ électrique, il s'ensuit que les ions à l'état initial n'ont une importance qu'à l'amorçage, ce dernier se faisant très rapidement. Les variations de température n'ont aucune influence considérable, étant donné que la chaleur coopère à l'augmentation de quantité des ions libres, qui se trouvent cependant en quantité déjà suffisante sous l'influence du champ électrique.

Les caractéristiques de ces deux théories étant très rapprochées, il serait donc logique de les grouper ensemble dans une seule théorie qui pourrait être intitulée : théorie électrique du claquement.

3) La théorie thermique considère la chaleur développée dans le diélectrique comme le facteur principal de claquement. La chaleur dégagée suivant la formule $Q = 0,24 \frac{U^2}{R}$, la tension doit varier selon la racine carrée de la résistance. Cette dernière diminuant très considérablement en fonction de la température, le claquement doit lui aussi être une fonction de la température. Dans le verre, par exemple, où la résistance à 100° ne représente que 1/150 de sa valeur normale, la tension du claquement doit diminuer, pour cette

température, à 1/12 environ. Une forte dépendance de tension du claquement de la température sera une caractéristique principale de cette théorie.

Les expériences montrent que :

a) Dans le domaine des basses températures la tension de claquement ne dépend que du champ électrique, sans montrer l'influence sensible de la variation de la température.

b) Dans le domaine des températures plus élevées, la courbe des tensions de claquement descend très rapidement en fonction de la température. Plus la résistance spécifique du diélectrique est grande, plus le point de coude de la courbe se trouve loin dans la région des températures élevées. La fig. 2 montre que ce point est situé : pour le verre entre 80°-90° C, pour le sel gemme (dont la résistance est 10^4 fois plus élevée) entre 220-240° C.

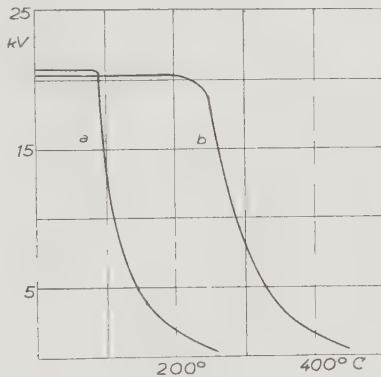


Fig. 2.

Courbes représentatives de la tension de claquage en fonction de la température C°.

a — verre (1 mm.).

b — sel gemme (1 mm.).

(L'effet de bord très prononcé)

c) Le caractère du claquement est nettement différent dans les domaines des températures basses ou élevées. Quelques photographies prises parmi nos échantillons d'essai (fig. 3) montrent le

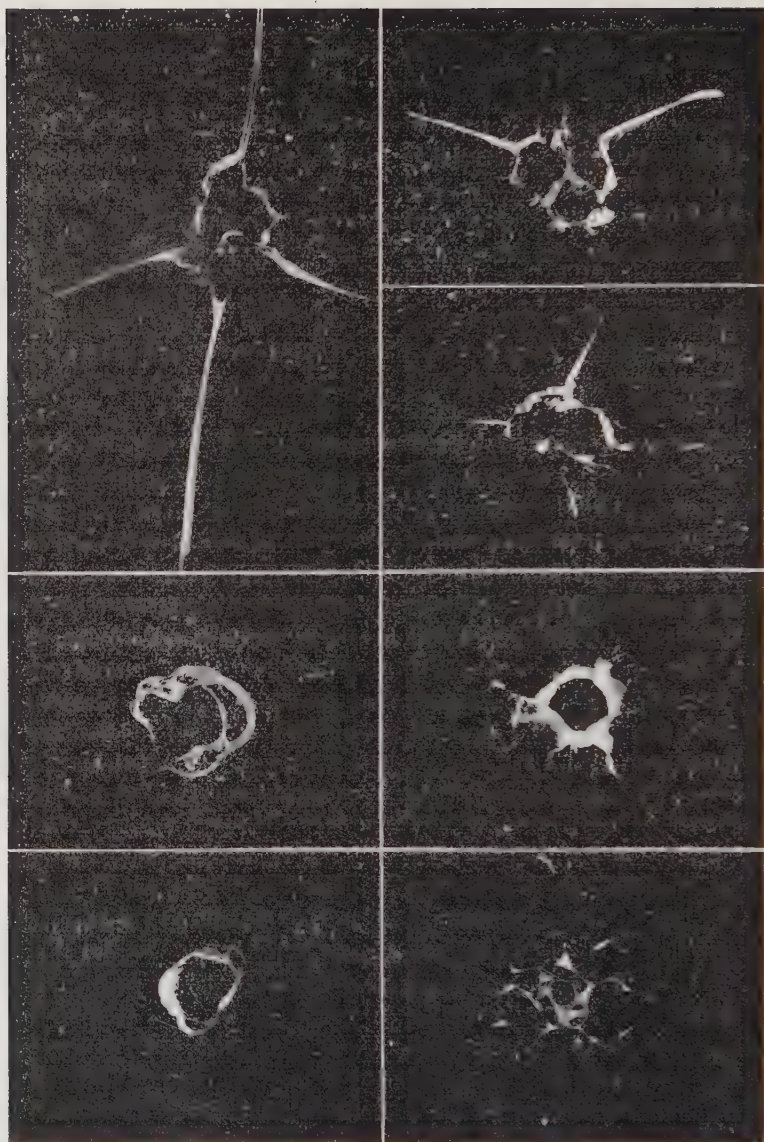


FIG. 3. Agrandissement des photographies de claquage se produisant dans les différentes plaquettes en verre. Les trois photographies du haut sont relatives aux essais à basse température ; celles du bas — à températures plus élevées.

claquement caractéristique avec des ruptures rayonnantes provenant d'un choc électrique dans le domaine de basses températures, et des ruptures d'un caractère plus fondu ou brûlé qui ont lieu dans le domaine des températures élevées. De même, tandis que, dans le premier domaine, la tension de claquement est indépendante du temps de charge, le domaine des températures élevées montre une sensibilité très nette envers le temps.

Nous pouvons donc admettre que la théorie électrique ainsi que la théorie thermique trouvent leur confirmation expérimentale partielle : la première, surtout dans le domaine de basses températures ; l'autre, dans le domaine de températures élevées. C'est pourquoi il est logique d'appeler les domaines de claquement ; le premier : électrique ; le deuxième : thermique. Cependant, l'ensemble des phénomènes ne peut être expliqué que par la combinaison de deux théories mentionnées.

D'autre part, l'influence du champ électrique étant nettement prépondérant dans le domaine électrique et l'action de chaleur dans le domaine thermique, l'expérience montre cependant qu'il existe aussi l'influence secondaire et de moindre importance de la chaleur dans le domaine électrique et du champ électrique dans le domaine thermique. Ainsi, par exemple, les échantillons du galalith clair qui ont subi le claquage vers la température de 60° - 70° portent autour du point de transpercement des taches brunes, qui ne peuvent avoir lieu dans le galalith qu'au $t^{\circ}=130^{\circ}$ C. La chaleur interne se développe donc aussi dans le domaine d'éclatement électrique. C'est pourquoi nous préconisons pour l'ensemble des phénomènes le terme de la *théorie thermo-électrique*.

Avant d'entreprendre la description de nos recherches à ce sujet, nous tenons à signaler le fait, aujourd'hui admis par presque la totalité des expérimentateurs, que la constante d'absorption généralement ne varie pas avec la température et même, si les variations se manifestent, qu'elles sont toujours d'ordre extrêmement faible.

THEORIE THERMO-ELECTRIQUE.

Les phénomènes physiques qui entraînent le claquage d'un diélectrique solide sont encore peu étudiés à l'heure actuelle. Nous avons déjà expliqué pourquoi nous sommes partisans d'attribuer ces phénomènes à un ensemble d'effets thermo-électriques plutôt que de chercher à les expliquer comme étant uniquement fonction d'un des phénomènes précités (effets ioniques, électro-mécaniques ou thermiques). Nous allons chercher à démontrer que notre raisonnement est juste.

Partons de l'hypothèse que les diélectriques solides ne se comportent pas comme des isolants parfaits. Lorsqu'ils sont soumis à une tension alternative, le courant de fuite qui les traverse n'est pas tout à fait en quadrature avec la tension, comme c'est le cas théorique des condensateurs parfaits. Il existe donc une certaine composante active de ce courant de fuite, et l'énergie correspondante devait se transformer continuellement en chaleur, en constituant ce qu'on appelle la perte diélectrique déjà analysée.

Par conséquent, la perte p est définie par le courant de fuite, la tension de service et du facteur de puissance

$$p = ui \cos \varphi;$$

on peut interpréter cette expression de perte comme fonction du carré de la tension

$$p = \frac{1}{R} u^2 \cos \varphi$$

Les essais expérimentaux, que nous avons entrepris sur plusieurs

tubes en papier bakéliné (fig. 4), montrent que la perte p dissipée

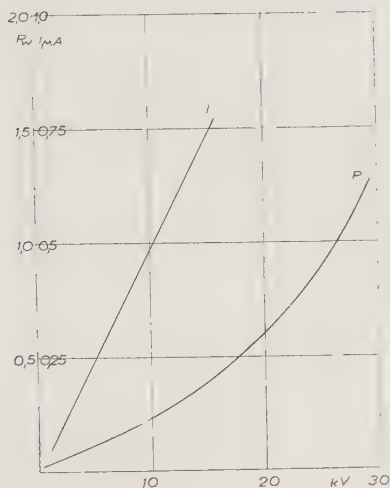


FIG. 4.

Courbes caractéristiques des pertes diélectriques (P) et du courant de fuite (I) en fonction de la tension.
Tube en papier bakéliné.
 $f=50$ p.s ; $t=22^{\circ}$ C.

en chaleur croît un peu plus rapidement que le carré de la tension. Ce résultat paraît être général ; il a été constaté à plusieurs reprises, non seulement avec du papier bakéliné industriel, mais encore avec d'autres isolants (papier imprégné de gomme-laque, bituba, toile caoutchoutée, etc...).

Pour expliquer ce phénomène, nous aurons recours à la théorie de la superposition des diélectriques de K. WAGNER, en la complétant ensuite par nos considérations personnelles.

Supposons deux cas de montage distincts :

Le premier : représenté sur la fig. 5 d'un isolateur de traversée, qui comprend un tube en papier bakéliné aux caractéristiques données sur la figure, à l'intérieur duquel nous avons introduit une

tige conductrice, et à l'extérieur, nous avons appliqué une bride métallique de forme appropriée ;

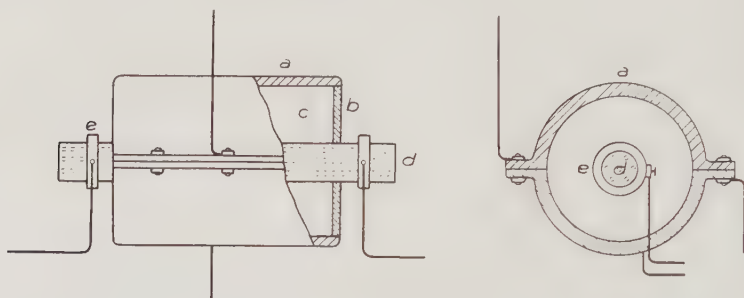


FIG. 5. Dispositif de mesure des pertes diélectriques.

- a* — bride métallique.
- b* — plaques thermo-isolantes en amiante.
- c* — tube en papier bakelisé (diélectrique à essayer).
- d* — tige conductrice munie des canaux de ventilation.
- e* — bagues d'amenée du courant.

Le second : comprend une plaque isolante insérée entre deux électrodes planes (fig. 6). Après établissement de tension (alternative), un champ électrique apparaît et en même temps un échauffement de la masse isolante se manifeste.

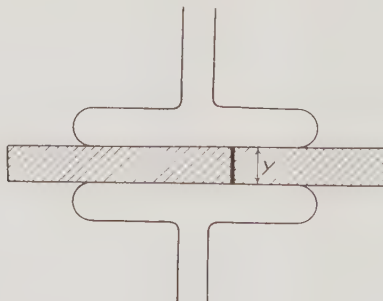


FIG. 6.

Représentation schématique d'essai d'une plaque isolante.

Trait noir indique un canal élémentaire droit de pouvoir diélectrique plus faible.

Dans le cas d'un diélectrique parfait, qui n'existe que dans la théorie, l'isolateur, après avoir subi le premier choc de tension, retrouve son équilibre. Pratiquement, il existe toujours des endroits, cahots élémentaires ou filets, qui sont diélectriquement plus faibles que d'autres parties du système considéré. Il n'est pas absolument nécessaire qu'un tel filet de résistance plus faible soit dirigé dans le même sens que les lignes de force. Dans un tube isolant, formé d'éléments enroulés les uns sur les autres, il existe toujours de minces couches d'air où les effluves apparaissent dès que le champ électrique a atteint une certaine intensité. Supposons d'abord que les bulles d'air minuscules, se trouvant dans la masse isolante en état occlus, sont réparties suivant une courbe quelconque, parabolique, par exemple (fig 7).



FIG. 7.

Mêmes représentations que celles de la fig. 6 mais les zones au pouvoir diélectrique plus faible sont supposées curvilignes.

a — plaque droite,
b — plaque circulaire.

Le courant de fuite circulant à travers ce filet, chauffe en premier lieu l'air se trouvant dans l'isolant, les vapeurs internes se forment immédiatement, ce qui favorise la conductibilité. Nous pouvons admettre que cette dernière varie en fonction de la température, suivant une loi exponentielle de forme,

$$C = C_0 e^{\beta t_0}$$

(approximation suffisante pour les applications techniques ; en réalité, cette loi doit être interprétée en fonction de la température absolue : $C = C_0 e^{-\frac{u}{T}}$.)

La quantité de chaleur ainsi dégagée peut s'exprimer par la formule :

$$p = \frac{dQ}{dt} = \frac{U^2}{\rho} \frac{ds}{dl} = U^2 C \frac{s}{l} = U^2 C_0 e^{\beta_0 s} \frac{s}{l}$$

ou U — la tension d'application

ρ — résistivité de la masse isolante

C — sa conductibilité

l — parcours élémentaire

s — section du filet considéré.

Dans le cas d'équilibre, cette quantité de chaleur dQ doit être restituée par le diélectrique. Pour simplifier les considérations, nous admettons que la résistance à la transmission de la chaleur est concentrée à la surface de l'isolant examiné. En conséquence, il règne la même température t^0 dans tout le filet de longueur l ; seule, la surface définie par bs présente une discontinuité à cet égard, la température passant brusquement de celle de l'isolant à celle du milieu ambiant t_1^0 . Il s'ensuit que ce canal élémentaire restitue une chaleur égale à

$$\frac{dQ'}{dt} = K(t^0 - t_1^0) bs l$$

K — étant constante de conductivité thermique de la masse isolante.

Pour que l'équilibre ait lieu, il faut et il suffit que

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{dQ'}{dt}$$

c'est-à-dire :
$$U^2 C \frac{s}{l} = K(t^0 - t_1^0) bs l$$

Les dimensions élémentaires à considérer sont les mêmes, le champ électrique (tension) et la température sont seules à considérer : nous avons :
$$U^2 C_0 e^{\beta_0 s} \frac{s}{l} = K'(t^0 - t_1^0) l$$

K' — étant une nouvelle constante englobant toutes les autres.

La conclusion de ces considérations est la suivante : la perte diélectrique, due à un dégagement calorifique variant suivant une loi

exponentielle en fonction de la température, sera entièrement compensée si le diélectrique est capable de restituer vers l'extérieur toute cette chaleur

$$K'(t^0 - t_1^0)l \geq U^2 C_0 e^{\beta_0 t^0} \cdot \frac{1}{l}$$

La condition d'équilibre thermique correspondait à l'intersection de la courbe $U^2 C_0 e^{\beta_0 t^0} \cdot \frac{1}{l}$ avec la droite $K'(t^0 - t_1^0)l$. La construction de ces fonctions montre qu'il peut y avoir deux points d'intersection : un point de fonctionnement stable et un autre de fonctionnement instable.

Les considérations restaient les mêmes si, au lieu d'un filet quelconque curviligne, nous supposons un canal élémentaire droit, tel qu'il est représenté sur la fig. 6.

Pour que la chaleur dissipée par la tige conductrice du dispositif ci-dessus n'influe pas sur les considérations que nous venons d'exposer, nous avons prévu une tige perforée de plusieurs trous, à circulation d'eau, réglée de telle façon que la température externe de la tige soit rigoureusement constante.

CONSTRUCTION GRAPHIQUE.

Soit t_0° la température du diélectrique en état de repos (fig. 8).

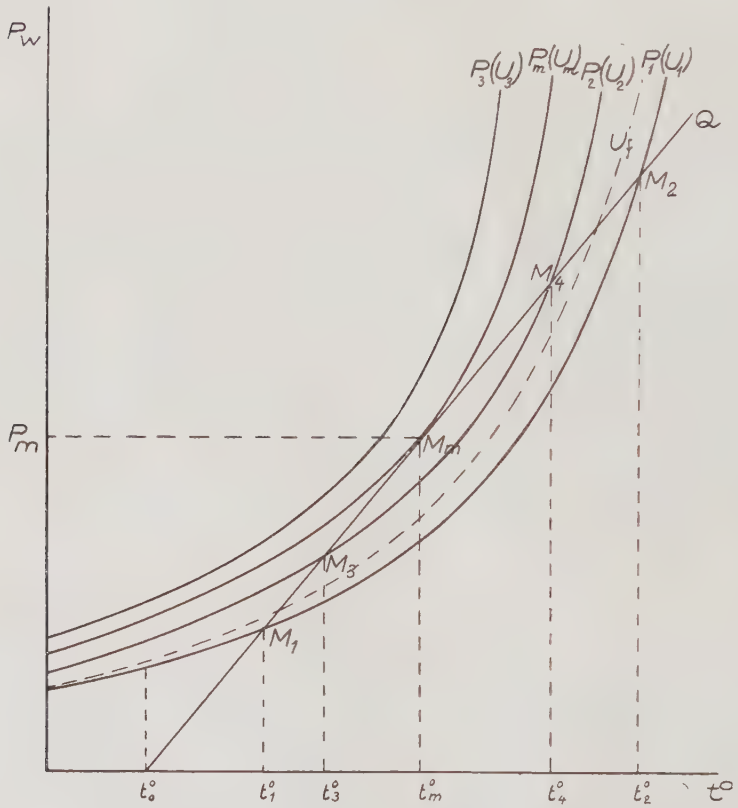


FIG. 8. Courbes caractéristiques des pertes diélectriques en fonction de la température.

Peu de temps après l'établissement du champ alternatif (tension

U_1), les pertes diélectriques auront une valeur P'_1 . En ce point, toute la chaleur produite par ces pertes sera absorbée par le diélectrique. Cela entraîne évidemment l'augmentation de sa température, ce qui favorise corrélativement la formation de nouvelles pertes et ainsi de suite, comme le montre la courbe exponentielle

$$P_1 = f(t^0)$$

La droite $Q = \varphi(t^0)$ tracée sur le même graphique représente les variations de la chaleur que l'isolateur est capable de restituer dans le milieu ambiant. Le point d'intersection M_1 est un point d'équilibre.

Si $P_1 - Q$ est positive, l'isolateur continue à s'échauffer ; quand

$P_1 = Q$ les pertes diélectriques sont égales à la chaleur cédée au milieu ambiant et, enfin, si

$P_1 - Q$ est négative, nous avons à faire avec un auto-réglage (régime stable), puisque la moindre élévation accidentelle de la température entraîne spontanément un refroidissement du diélectrique, en d'autres termes, le retour à l'état caractérisé par le point d'équilibre M_1 . Il s'ensuit que, pour ce point de fonctionnement, l'isolateur pourrait supporter d'une façon permanente la température allant jusqu'à t_2^0 . Un suréchauffement forcé de l'isolateur fait déplacer le point de fonctionnement en M_2 . Ce point est un point de fonctionnement instable, car à mesure que la température s'élève, l'isolateur s'échauffe sans cesse, la conductibilité augmente considérablement ; les pertes diélectriques continuent à s'accroître, jusqu'à ce qu'il se produise un claquage. L'expérience montre que, dans ce cas, le trajet (fillet le moins résistant) de la charge disruptive est accompagné suivant le matériel employé, soit d'une carbonisation partielle ou totale, soit d'une fusion assez prononcée. En somme, le processus est analogue à celui de l'échauffement d'un filament de magnésie dans une lampe type « Nernst ».

On peut se demander quelle répercussion supportera le diélectrique si à un moment donné (*p.e.* t_1^0) la tension s'élève jusqu'à une nouvelle valeur U_2 . La construction d'une nouvelle courbe des pertes en fonction de la température montre que le point de fonctionnement sera porté en M_3 ; en ce point on aura de nou-

veau l'équilibre qui s'établira entre la quantité de chaleur formée dans la masse isolante et la quantité de chaleur cédée à l'extérieur. Supposons maintenant que l'on porte la tension à une valeur encore plus élevée $U_3 > U_2 > U_1$. Les pertes diélectriques deviennent aussi plus grandes et varient suivant l'expression

$$P_3 = U_3^2 C_0 e^{2t_0} \frac{s}{l}$$

L'examen du diagramme nous montre que cette nouvelle courbe $P_3 = f(t^0)$ se trouve constamment au-dessus de la droite Q . La quantité de chaleur absorbée par le diélectrique est toujours plus grande que celle qu'il est capable de restituer; la température s'élevant indéfiniment, finit par détériorer l'isolant, d'où le claquage inévitable (fig. 9).

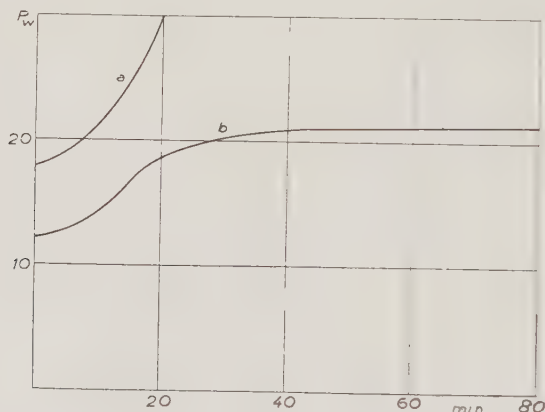


FIG. 9
Courbes des pertes diélectriques en fonction du temps.

a — tension 30 kV.
b — tension 20 kV.
 $f = 50$ p/s ; $t = 22^\circ C$.

Le fonctionnement sur une telle courbe $P_3 - Q > 0$ n'est donc admissible que passagèrement à condition que la durée de surtension soit très petite (voir les fig. 10 et 11 qui montrent quelques courbes que nous avons obtenues pour la tension de claquage en fonction de temps).

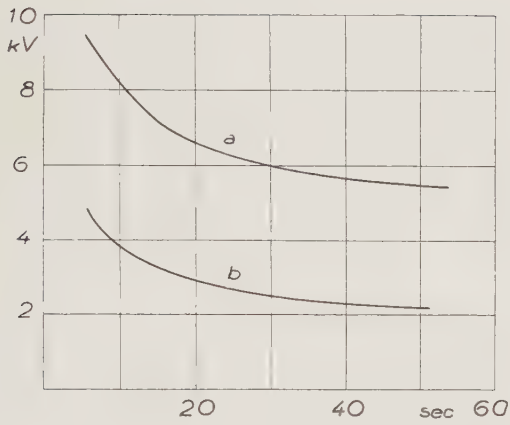


FIG. 10.

Courbes de tension de claquage en fonction du temps.

a — Mica (0,05 mm.).

b — Presspahn (0,5 mm.).

$f=50$ p/s ; $t^{\circ}=20^{\circ}$ C.

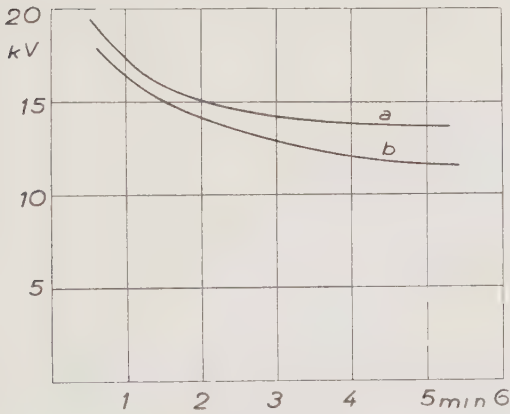


FIG. 11.

Courbes de tension de claquage en fonction du temps.

a — Mica (0,1 mm.).

b — Ebonite (0,1 mm.).

$f=50$ p/s ; $t^{\circ}=20^{\circ}$ C.

La valeur limite supérieure de fonctionnement sera, par conséquent, déterminée par une courbe maximum.

$$P_m = U_m^2 C_0 e^{\beta t_m^0} \frac{s}{l}$$

tangente à la droite $Q = K(t_m^0 - t_1^0) l$. En ce point, la tangente de cette courbe doit coïncider avec le coefficient angulaire Kl de la droite Q .

$$\text{On a : } U_m^2 C_0 e^{\beta t_m^0} \frac{s}{l} \beta = Kl$$

En comparant ces équations, nous voyons que

$$t_m^0 - t_1^0 = \frac{1}{\beta}$$

c'est-à-dire que l'accroissement maximum admissible de la température a une valeur définie constante et ne dépend que de la disposition structurale de la matière considérée.

Le point M_m peut par conséquent être considéré comme point limite de fonctionnement au-delà duquel l'équilibre ne pourrait dans aucun cas avoir lieu. A ce point correspond une tension limite maximum admissible U_m , une valeur limite des pertes diélectriques et une température limite. Cela est dit pour un fonctionnement permanent. Comme précédemment, il est possible de soumettre passagèrement un diélectrique à une surtension $U_s > U_m$ sans en provoquer la destruction, à condition toutefois, que la capacité thermophysique de l'isolant le permette.

La tension maximum admissible sera donc déterminée par la valeur

$$V_m = l \sqrt{\frac{K}{C_0 \beta s} e^{-\beta t_m^0}}$$

Cette expression montre que la tension limite disruptive varie proportionnellement à la longueur d'un filet défectueux ou d'une concentration diélectrique plus faible. La pratique montre que cela ne se vérifie pas toujours par l'expérience. Il peut y avoir des erreurs par défaut et par excès : par défaut, parce que les expérimentateurs simplifient le problème en admettant la répartition des

points faibles dans une colonne parallèle aux champs de force, ce qui n'est pas toujours vrai ; par excès, parce que, dans les considérations ci-dessus dues à l'idée de K. WAGNER, on laisse de côté l'action purement électrique du champ. Cette action pourtant existe et même quelquefois est très appréciable.

Au début de notre étude, nous avons déjà mentionné que la puissance dissipée en chaleur croît un peu plus rapidement que le carré de la tension. La réponse doit se trouver dans les phénomènes additionnels favorisant la conductibilité dans l'action du champ électrique.

Les essais comparatifs nous ont conduit à admettre un facteur de correction variable avec l'intensité du champ, la forme et la conductibilité thermique des électrodes.

Les courbes de la figure 12 donnent les valeurs respectives de ce facteur de champ électrique [$f = g(\epsilon)$]. Pour la construction, nous nous sommes servi de la formule donnée par V. FOCK :

$$c = \frac{K_1 K_2 a_1}{2K(K_1 + K_2 a_2)}$$

avec K — conductivité thermique du diélectrique

K_1 — " " des électrodes

K_2 — " " d'autres circuits en présence

a_1 et a_2 — l'épaisseur des électrodes.

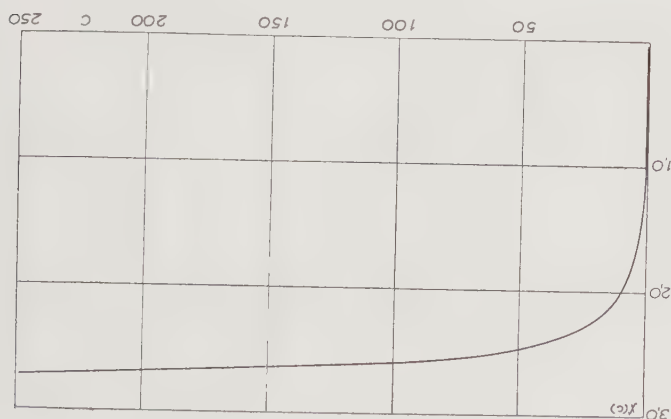


FIG. 12. Courbe représentative de $X=f(c)$.

Dans notre cas, nous devons avoir : $\varepsilon = \varphi(c)$ de sorte que

$$V_m = \sqrt{\frac{K}{c_0 \beta s} f[z(c)] e^{-\beta l_m^0}}$$

Cette formule empirique tient compte à la fois des effets thermiques dont le diélectrique considéré est le siège, ainsi que des actions électriques se manifestant par des champs électriques et modifications de polarisation dans son sein.

En se rapportant de nouveau sur la fig. 8, nous pouvons considérer de la même façon les répercussions que supportera le diélectrique lors de changement de fréquence. L'augmentation de celle-là, par exemple, a comme résultat l'accroissement des pertes, surtout dans la région thermique, qui sont représentées par une courbe pointillée Vf' de la fig. 8, et qui nous amène aux raisonnements très analogues à ceux de l'élévation de la tension.

Remarque. — Pour tenir compte des effets du champ électrique M. ROGOVSKY propose de modifier la loi exponentielle de la façon suivante :

$$C = C_0 \frac{1}{1 - \frac{U}{Ud}} \cdot e^{\beta l^0}$$

Pour des valeurs faibles de la tension, U est très petite vis-à-vis de Ud , le dénominateur tend vers 1 et la formule devient

$$C = C_0 e^{\beta l^0}$$

avec l'accroissement des valeurs de champ $\frac{U}{Ud}$ augmente, le dénominateur diminue et ses variations se traduisent sur la variation générale de C .

Cette expression très séduisante ne se justifie expérimentalement que dans certains cas.

ETUDE CARACTERISTIQUE.

Il est à l'heure actuelle absolument établi que la conductibilité des diélectriques solides croît, dans certaines régions de la température, très fortement, à mesure que la température augmente. Des nombreux essais que nous avons effectués sur une série de diélectriques de type et d'épaisseur différents (fig. 13-15), nous a conduit à une règle générale suivante :

Un diélectrique solide quelconque se comporte pratiquement de la même façon jusqu'à une valeur limite de la température, t_1^0 par exemple. Pour toute échelle de température comprise entre 0 et t_1^0 le claquage a lieu pour la même valeur de tension (palier de la courbe). Ce fait est tout à fait général et a été constaté maintes fois et à plusieurs reprises par un certain nombre d'expérimentateurs. Les courbes expérimentales ci-contre (fig. 13-15), montrent nettement qu'entre deux valeurs de la température t_1^0 et t_2^0 le claquage se produit déjà pour des différences de potentiel beaucoup plus faibles, la décroissance de la résistance au claquage est prononcée dans cette région très nettement. Enfin, lorsqu'on dépasse les valeurs de la t_2^0 , la chute de cette courbe devient encore plus appréciable.

Une polémique générale s'est manifestée ces temps derniers en ce qui concerne la partie de la fonction comprise entre t_1^0 et t_2^0 . Les expérimentateurs américains (MOON et NORCROSS) préconisent d'admettre l'existence de cette partie de la courbe, comme une zone indépendante et bien définie, tandis que les autres (INGE et WALTHER, les Russes) pensent, au contraire, qu'il ne s'agit là que d'une période transitoire entre la stabilité absolue de la masse isolante

($0 - t_1^0$) et la distortion complète interne déterminée par la température supérieure à t_2^0 .

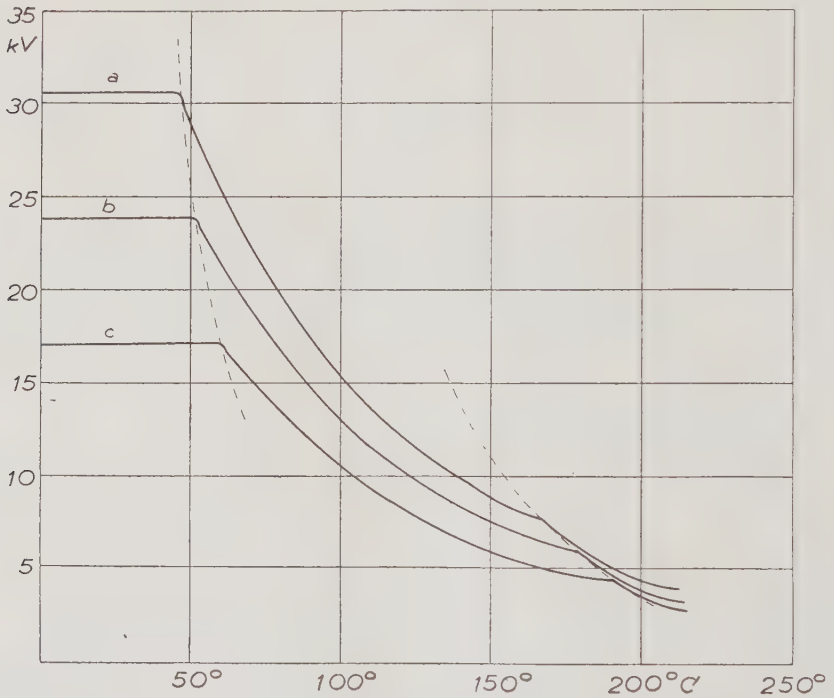


FIG. 13. Courbes caractéristiques de tension de claquage en fonction de la température.

a — verre de 0,12 mm. d'épaisseur.

b — verre de 0,10 mm. d'épaisseur.

c — verre de 0,085 mm. d'épaisseur.

Nous allons montrer que, partant des considérations générales et universellement admises sur les variations des pertes diélectriques en fonction de la température, on justifie le raisonnement de ceux qui admettent une région $t_1^0 - t_2^0$ semi-déformatrice.

Reportons-nous à la fig 16. Inclusive jusqu'à la température t_1^0 , le diélectrique est capable d'absorber toute la chaleur pro-

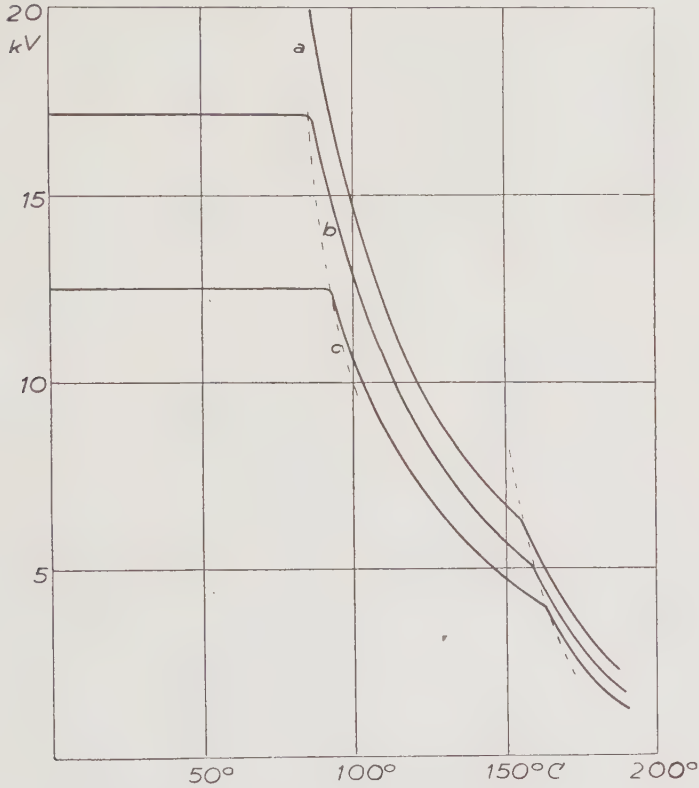


Fig. 14. Courbes de tension de claquage en fonction de la température
Porcelaine. *a* — 0,15 mm.; *b* — 0,12 mm.; *c* — 0,10 mm.

duite au sein de son ensemble par l'action du champ électrique, lui-même en fonction de la tension U . La saturation en chaleur ne se produit qu'au point M_1 , température t_1^0 . En négligeant les phénomènes de déformation physique d'ordre supérieur, la constitution structurale de diélectrique dans toute la région $0 - t_1^0$ n'est donc

pas compromise. Ainsi le diélectrique résiste de la même façon pour chaque valeur de température comprise entre 0 et t_1^0 . Au-delà

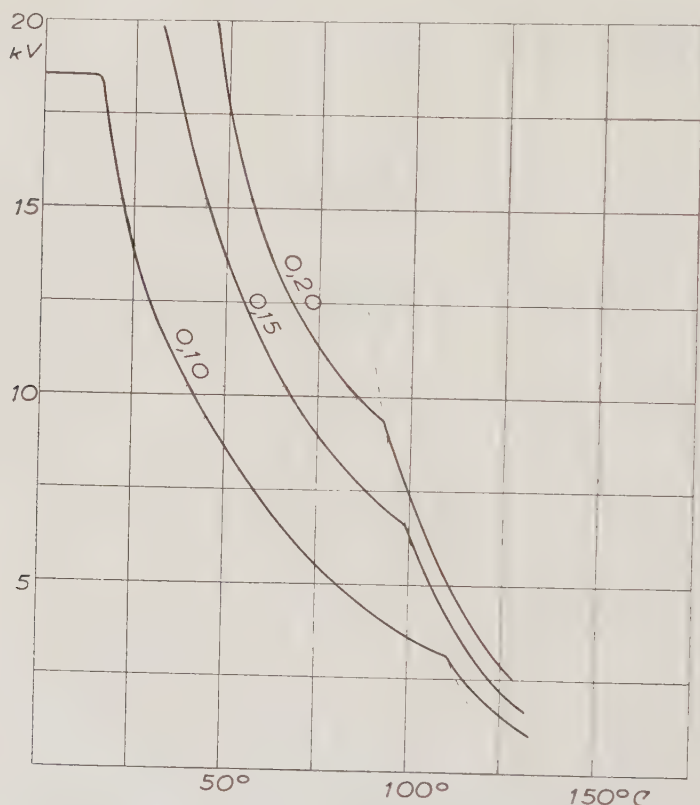


FIG. 15. Courbes de tension de claquage en fonction de la température
Celluloïd de 0,10, 0,15 et 0,20 mm.

de cette limite et jusqu'à la température t_2^0 , point de la courbe M_2 , le diélectrique produit constamment un travail interne. Il reçoit la chaleur provoquée par le passage du courant de fuite et par l'action du champ électrique et la restitue immédiatement au milieu

ambient. Ce travail se traduit par une déformation incomplète interne, parfois élastique, entraînant l'abaissement de la résistance.

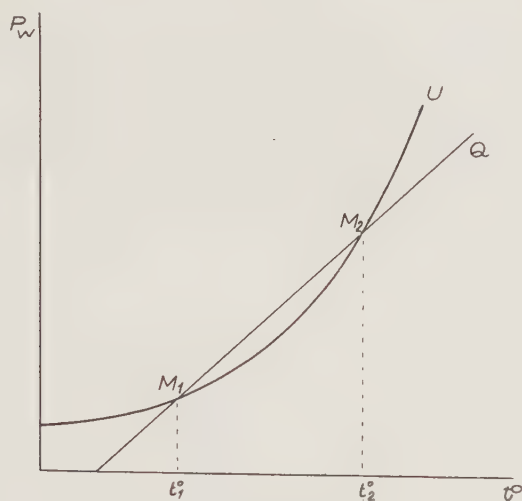


FIG. 16. Courbe représentative de $P=f(t^0)$

Cette région doit exister indépendamment parce que, dans ce cas, la déformation est due uniquement au transport des calories de l'intérieur du diélectrique vers l'extérieur. Le point critique se trouve en M_2 , correspondant à la température t_2^0 . Cette température dépassée, une bonne partie des calories ne peut plus s'évacuer librement vers l'extérieur; l'excès de chaleur est donc utilisé surtout pour le travail interne intermoléculaire. La structure cristalline change beaucoup; la mobilité des ions devient très appréciable et le diélectrique ne peut plus résister que pour des tensions relativement très faibles par rapport à la tension primitivement considérée.

Choisissons une tension très voisine de la tension de claquage aux températures normales (tension disruptive) et traçons une courbe de pertes correspondantes, en fonction de la température. Cette courbe qui peut nous servir d'une courbe de pertes correspon-

dantes au claquage du diélectrique en fonction de température, est traduite en diagramme de $U = f(t^0)$ de la façon suivante (fig. 17) :

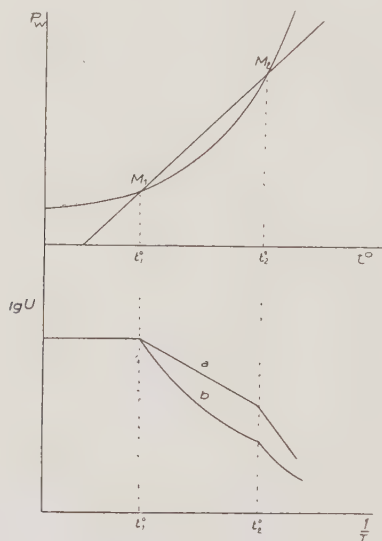


FIG. 17. Diagramme de la fonction $P=f(t^0)$ représenté en relation avec celle de la

fonction $\text{Log } U = f\left(\frac{T}{T}\right)$.

La première partie : $0 - t_1^0$, où les pertes sont presque indépendantes de la température, est figurée par une horizontale $0 - t_1^0$; le point t_1^0 étant surpassé, l'allure de la courbe $P = f(t^0)$ devient plus prononcée : les pertes augmentent considérablement en fonction de la température, ainsi que le travail intérieur de restitution de la chaleur au milieu ambiant commence. La déformation intérieure résultante se traduit en diminution de la résistance intérieure du diélectrique et en abaissement général de la tension de claquage. Le point critique M_2 est figuré par un coude très caractéristique. La diminution relative des variations de U en fonction de la température en voisinage de ce point peut être expliquée par le fait que

toutes les autres choses égales, c'est le point où le travail de la restitution de la chaleur au milieu ambiant atteint sa valeur minimum. Le point critique dépassé, l'allure de la courbe devient plus tombant.

En plus de ces constatations, nous avons observé que, pour des tensions différentes de service et pour des épaisseurs différentes des diélectriques, les limites de ces diverses régions varient également suivant des lois exponentielles. Plus la tension disruptive devient haute, plus la région de l'influence thermique s'avance vers les températures basses (fig. 13-15), ce qui est vrai pour les points t_1^0 ainsi que pour les points t_2^0 . En comparant les diagrammes de la fig. 18,

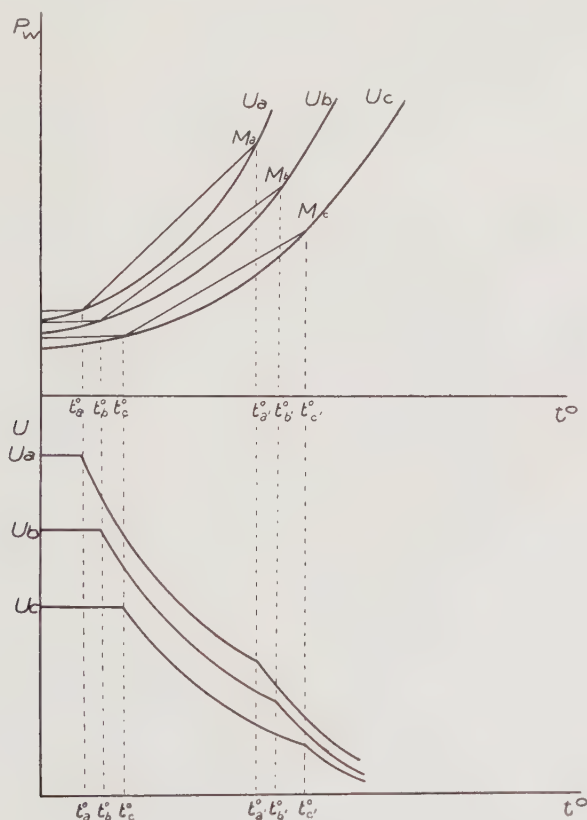


FIG. 18. Diagramme détaillé de la fig. précédente.

il est facile de comprendre que ceci dépend surtout du caractère des courbes des pertes elles-mêmes : avec l'augmentation de tension, les courbes des pertes se déplacent plus haut en entraînant aussi le déplacement indiqué des points t_1^0 et t_2^0 sur l'axe des abscisses.

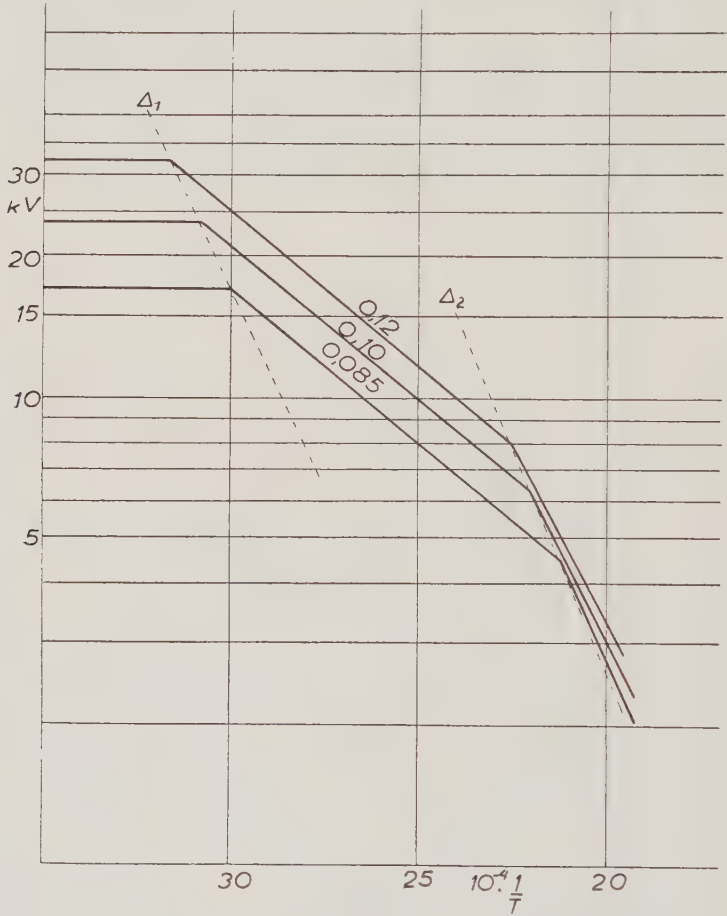


FIG. 19. — Diagramme $U=f\left(\frac{1}{T}\right)$ tracé en coordonnées semi-logarithmiques
Verre de 0,12, 0,10 et 0,085^m/_m.

Si on représente les courbes du claquage trouvées en fonction de la t° en coordonnées logarithmiques, les courbes exponentielles deviennent, en ce cas, des lignes droites. Ainsi, les fig. 19-21 représentent les courbes des fig. 13-15 en forme de $\lg U = f\left(\frac{1}{T}\right)$

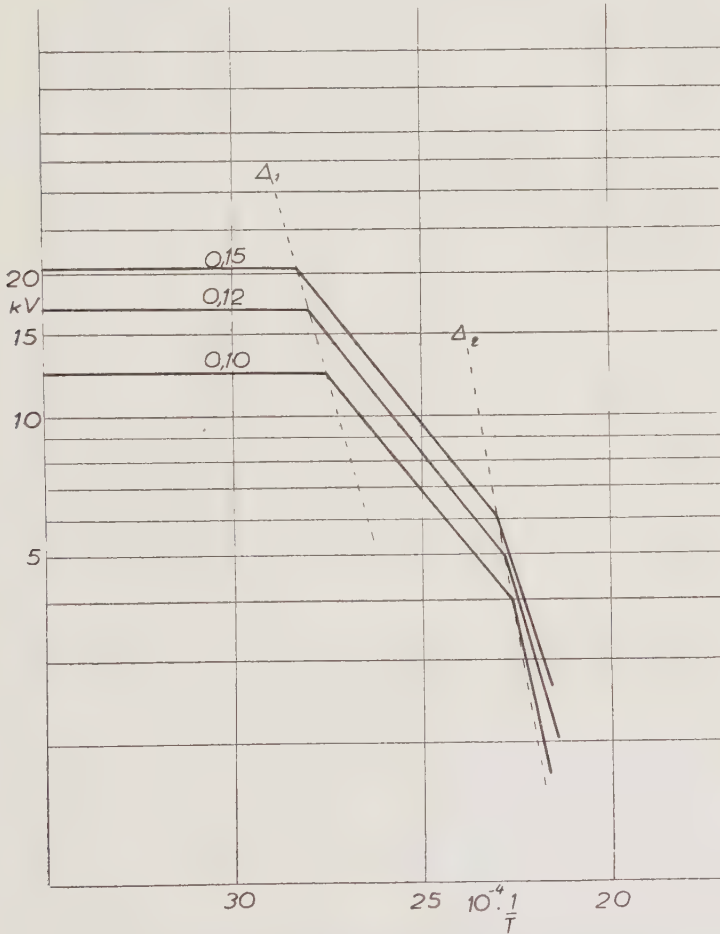


FIG. 20. — Même diagramme que celui de la fig. 19
Porcelaine de 0,10, 0,12 et 0,15 mm.

Il est facile de remarquer que les trois régions du claquage ainsi que les points caractéristiques ci-dessus mentionnés, se trouvent très

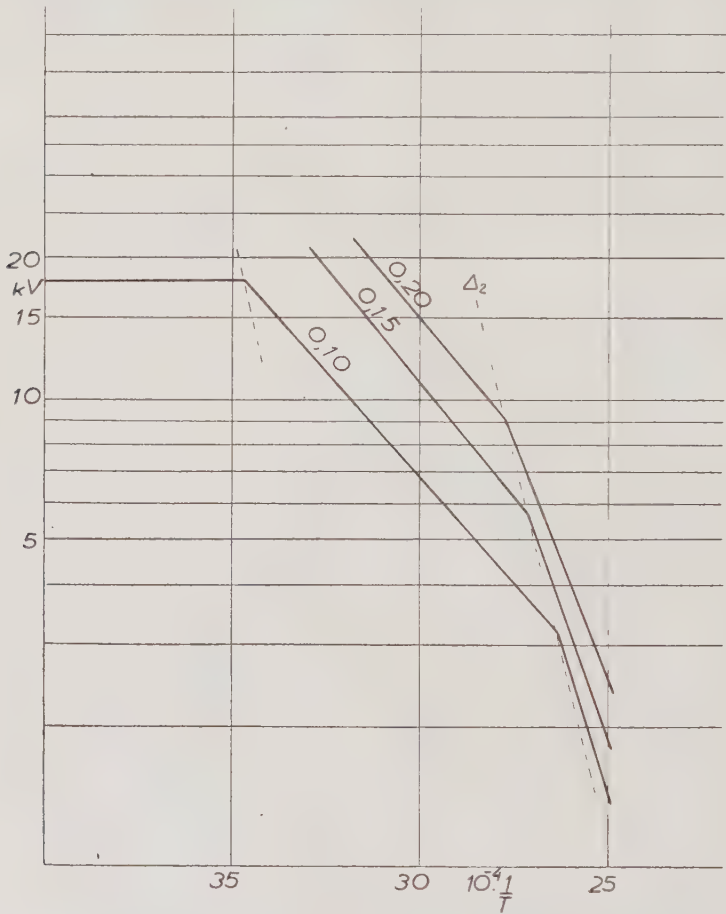


FIG. 21. Même diagramme que ceux des fig. 19 et 20.
Celluloïd de 0,10, 0,15 et 0,20 mm.

nettement prononcés (voir aussi la fig. 22: superposition schématique de deux diagrammes, effectuée pour le verre). C'est ainsi que

les tronçons de la fonction relative à la partie parallèle à l'axe des abscisses définie par excellence toute la région où il ne se produit

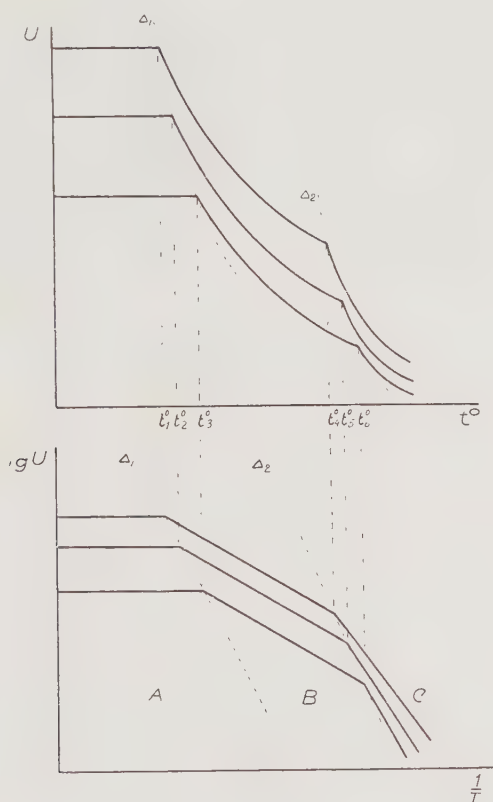


FIG. 22. Diagramme combiné de $U=f(t^0)$
et de $\log U=Vf\left(\frac{1}{T}\right)$.

pratiquement aucune déformation interne (région A). Avec l'augmentation de tension, la gamme d'utilisation de la température di-

minue. L'intersection de cette ligne avec l'axe des ordonnées détermine la région où le claquage doit avoir lieu instantanément et simplement par action du champ électrique, sans que la température intervienne dans le processus. Les fig. 19-21 indiquent que dans la région, qui est caractérisée par des déformations thermiques incomplètes, les vecteurs prenant une certaine inclinaison plus ou moins parallèle, décrivent à leur tour une droite qui limite tel genre de déformation (région B). Au-delà de la droite, les fonctions décroissent brusquement et tendent à s'annuler (région C). C'est surtout pour cette région que les formules de la théorie thermique deviennent exactes. Physiquement, la droite $\Delta_{2\ 2}$ ne se coupe jamais avec l'axe des tensions, puisque la droite $\Delta_{1\ 1}$ le fait beaucoup avant (claquage instantané). Ainsi, nous voyons qu'une analyse expérimentale se justifiant théoriquement nous conduit à admettre l'existence de toute une région parfois très appréciable où les déformations structurales commencent à se produire.

INFLUENCE DE L'ÉPAISSEUR.

En tenant compte des résultats ainsi obtenus, il nous paraissait utile d'établir la corrélation entre la tension d'éclatement et l'épaisseur du diélectrique. La fig. 23 montre trois courbes différentes obtenues pour le même diélectrique (verre), dans les mêmes conditions d'essais, sauf l'arrangement des électrodes. On voit que l'action nuisible du champ non homogène se traduit surtout dans la région de basses températures par un abaissement de tension d'éclatement

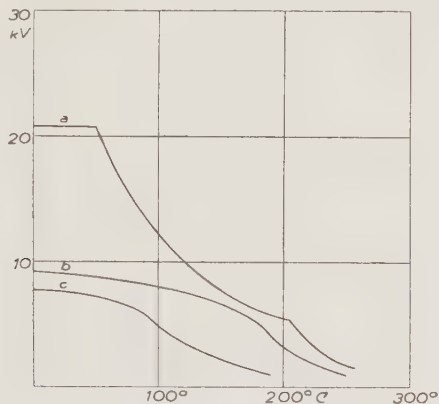


FIG. 23.

Courbes de tension de claquage en fonction de la température et de forme des électrodes.

Verre (1 mm.).

a — sphères ($d=20$ mm.) dans xylol alcoolisé.

b — sphères ($d=20$ mm.) dans l'air libre.

c — points dans l'air libre.

en trois fois environ, ainsi que par diminution importante de la région de variation de la température admissible.

Ainsi, avec l'élimination très soignée d'effet du bord, nous avons tracé quelques courbes de tension d'éclatement en fonction de l'épaisseur pour les échantillons indiqués sur les fig. 24-26. En répé-

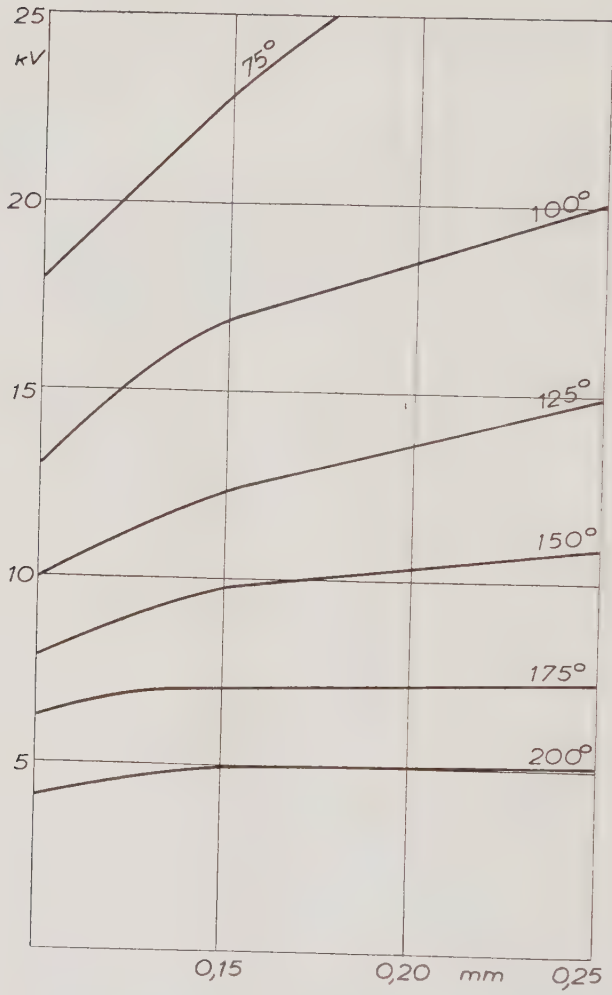


FIG. 24.

Courbes de tension de claquage en fonction de l'épaisseur
pour différentes températures.
Verre : $f=50$ p/s.

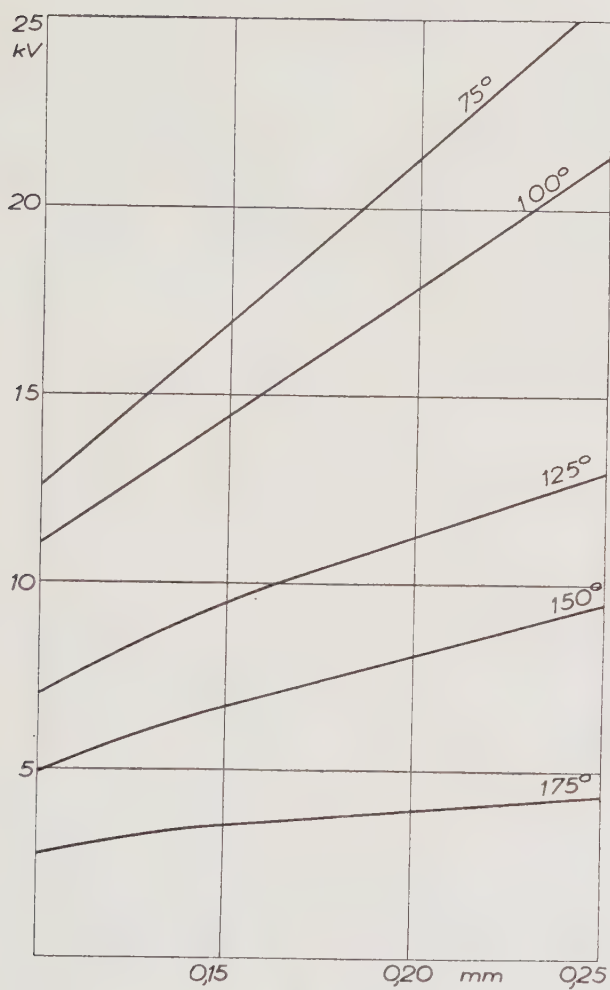


FIG. 25.

Courbes de tension de claquage en fonction de l'épaisseur
pour différentes températures.
Porcelaine : $f=50$ p.s.

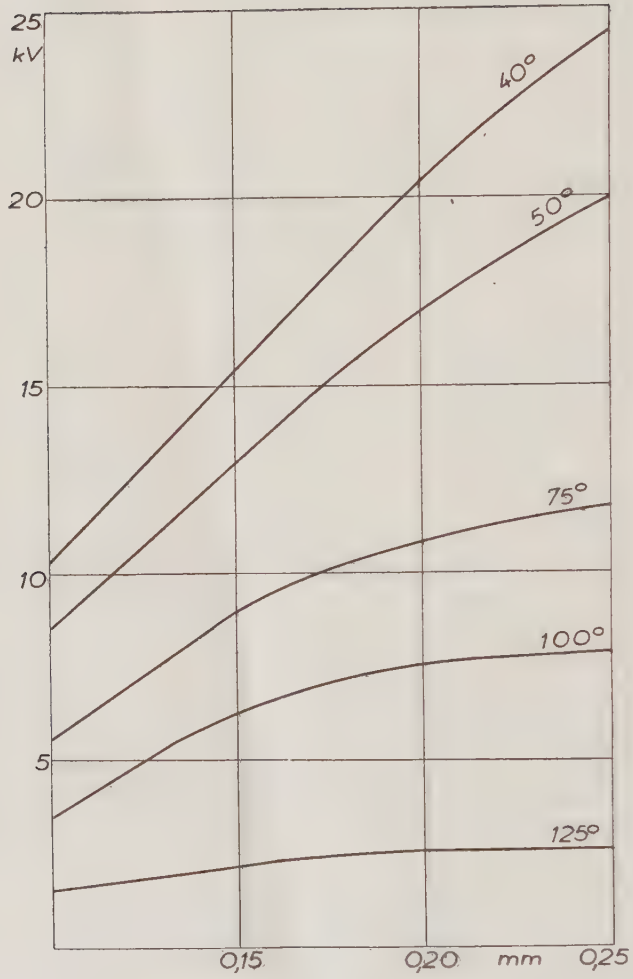


FIG. 26.
Courbes de tension de claquage en fonction de l'épaisseur
pour différentes températures.
Celluloid : $f=50$ p.s.

tant les mêmes essais pour les différentes températures, nous avons obtenu la confirmation très nette de nos constatations précédentes. L'allure des courbes nous montre que dans la région de basses températures, la tension d'éclatement varie presque proportionnellement à l'épaisseur du diélectrique. Plus nous élevons la température, plus les courbes deviennent tombantes, ce qui est très frappant surtout pour les épaisseurs plus élevées (correspondent aux tensions d'éclatement plus élevées). On peut constater ici même les trois régions d'éclatement mentionnées, se traduisant ici par la pente plus ou moins prononcée des courbes reçues.

REALISATION PRATIQUE DES RECHERCHES.

Toutes les mesures que nous avons effectuées ont été relevées dans des conditions sévères de fonctionnement. Chaque point de fonctionnement était répété à plusieurs reprises et n'était jugé satisfaisant qu'après un certain nombre de coïncidences. Un point tout particulier à viser c'est l'établissement du champ électrique homogène. L'expérience a montré maintes fois qu'aux environs des bords des électrodes le champ prend généralement une intensité très différente de celle du milieu. Les différences ont atteint quelquefois les valeurs de 500 %. C'est peut-être une des causes qui influent sur les résultats définitifs très contrariés jusqu'à ce jour. Nous avons remédié à cet inconvénient, du moins nous en avons atténué dans de grandes proportions les effets nuisibles, par emploi d'une forme spéciale d'électrodes.

Nous allons décrire de quelles précautions nous nous sommes entouré pour atteindre notre but dans les meilleures conditions possibles. Presque la totalité d'expérience était réalisée pour la valeur de fréquence industrielle de 50 p.s.

DESCRIPTION DE L'APPAREIL UTILISÉ.

Pour les recherches de l'influence mutuelle thermique et électrique, nous avons envisagé un appareil spécial représenté schématiquement sur la fig. 27 et photographié, vu de face, sur la fig. 28. Il comporte deux isolateurs en porcelaine de haute qualité, industriellement isolés pour 30 kV, tension d'essais $2U + 1000 = 61$ kV. Ces isolateurs (2) reposent sur un socle en bois (1) de dimensions suffisantes pour que les variations de la température restent sans effet sur ses propres variations. Les électrodes 4 de forme différente, ci-

dessous représentées, sont fixées sur ces isolateurs et bloquées énergiquement au moyen de dispositifs également insensibles à la tempé-

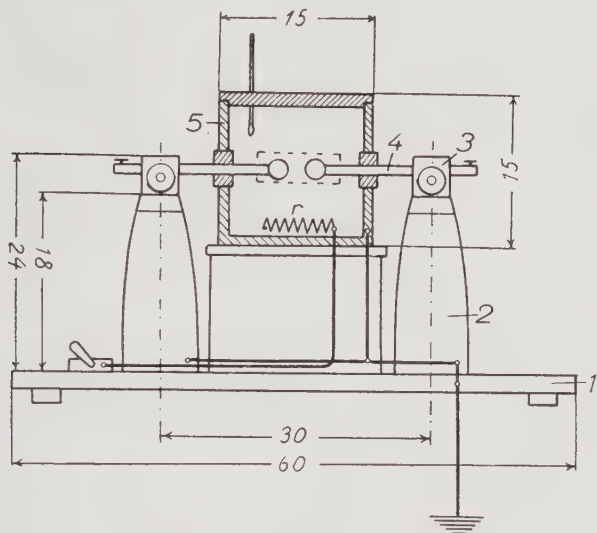


FIG. 27.
Représentation schématique
de l'appareil d'essai des diélectriques.

rature (3). Une chambre étanche (5) jouant le rôle du thermostat est réalisée à l'aide de plaques en bakélite et amiante pour assurer l'étanchéité thermique. Sur la partie face de cette chambre nous avons fait des voyants circulaires pour la surveillance des expériences. Suivant le cas, nous avons contrôlé la température d'essais au moyen d'un thermomètre de précision ou d'un pyromètre approprié. Des résistances non inductives, convenablement réparties sont introduites dans la chambre pour la chauffer. La constance de température était obtenue grâce à un régulateur automatique de la façon suivante. Supposons qu'une température t° doit s'établir dans le thermostat ; il faut, en conséquence, que les résistances de chauffage soient parcourues par un courant I de sorte que nous ayons $Q = 0,24 RI^2$ calo-

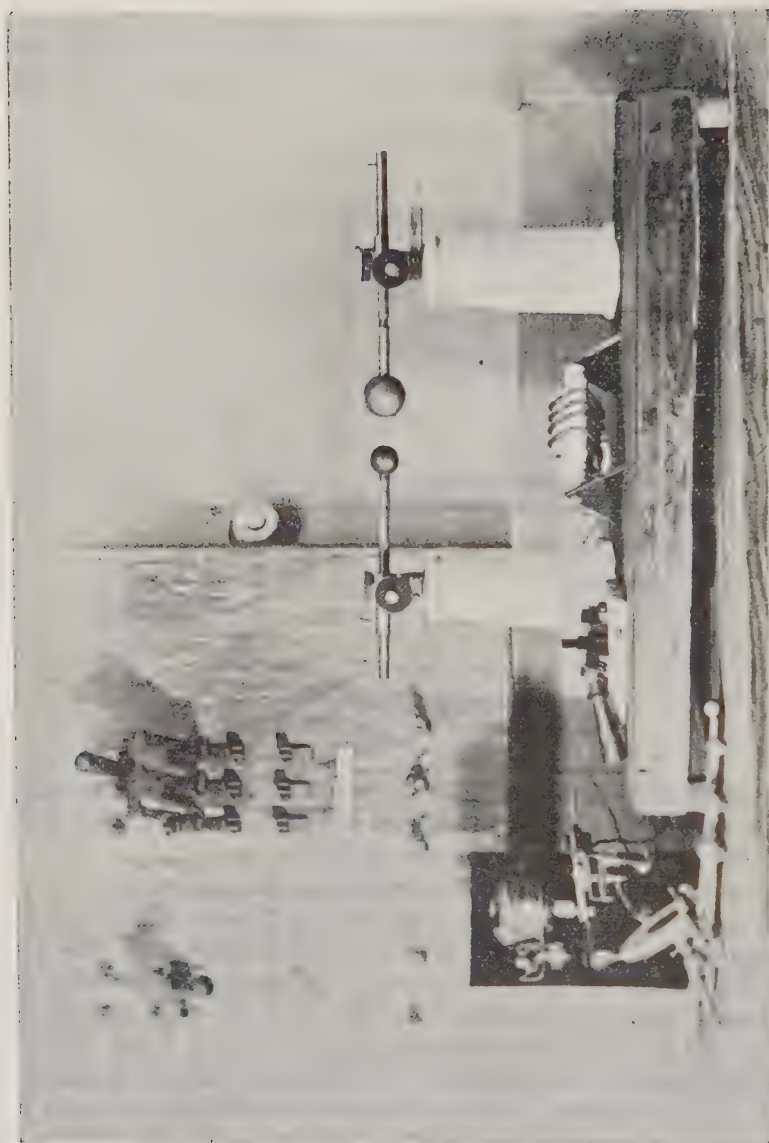


Fig. 28. Vue de face du dispositif d'essai (thermostat enlevé).

ries nécessaires au maintien de la température fixée. Si, à un moment donné, la chaleur croît au-dessus de la valeur prévue, la pièce à grand coefficient de dilatation b (fig. 29) qui se trouve dans le thermostat s'allonge et établit le contact électrique dans le circuit parallèle comportant un électro-aimant e . Ce dernier, mis en action, attire le noyau métallique n qui coupe le circuit principal de chauffage r . La température baisse, la pièce b est raccourcie, interrompt le circuit auxiliaire, le contact du circuit principal en n se rétablit et ainsi de suite. Une vis de réglage a permet la mise au point du régulateur pour une température bien déterminée. Le réglage se fait rapi-

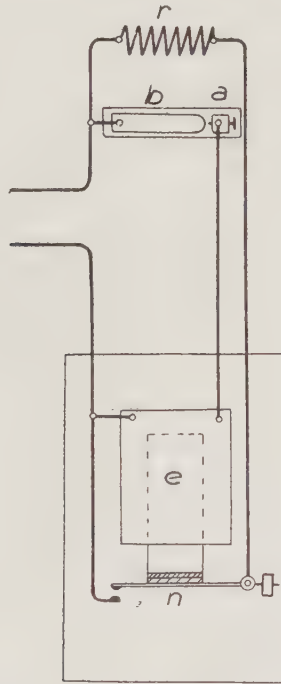


FIG. 29.
Représentation schématique
du régulateur-contacteur
automatique.

dement, de sorte que les fluctuations de la température restent sans influence sur la température stationnaire dans le thermostat.

LES ÉLECTRODES.

Nous avons déjà bien souligné que dans tous les cas la seule influence thermique ne doit pas être prise en considération. Le champ électrique influe lui aussi, et lors des basses températures son influence, comme nous l'avons déjà dit, prend une importance considérable. Par conséquent, nous avons employé, selon les cas, les formes des électrodes appropriées aux diélectriques essayés. Dans le cas des diélectriques susceptibles d'être travaillé, nous avons adopté la forme sphérique des électrodes. On aménage sur les deux faces opposées du diélectrique deux concavités au même rayon de courbure que les électrodes (fig. 30). Le contact ainsi réalisé permet d'améliorer la distribution des lignes de force, laquelle peut être admise uniforme dans toute la section essayé (matériaux d'essai : bakélite, galalith, bituba, papier bakéliné, etc.). Dans le cas des diélectriques non susceptibles à des déformations mécaniques voulues, nous avons eu recours à la forme plate des électrodes (fig. 31). Ces électrodes ont été plongées dans les huiles rendues semi-con-

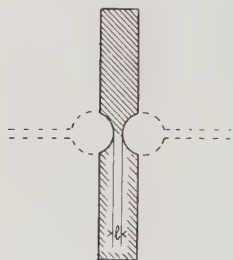


FIG. 30.

Forme de contact adopté pour rendre le champ électrique uniforme.
l — épaisseur mesurée.

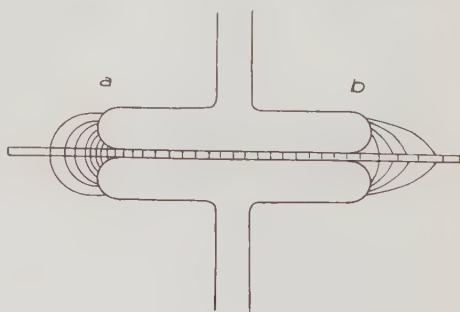


FIG. 31.

Représentation comparative de la répartition du champ électrique.
a — champ électrique dans l'air.
b — champ électrique dans un liquide semi-conducteur.

ductrices qui ont comme effet d'atténuer la concentration excessive et irrégulière des lignes de force près du bord. La partie *a* de la fig. 31 montre la répartition du champ lorsque les électrodes travaillent dans l'air libre ; la partie *b* représente le même cas, mais électrodes sont supposées dans cette huile. On peut en juger de quelle façon un corps liquide diélectrique moins résistant peut améliorer la répartition des lignes de force près du bord et atténue de ce fait l'effet nuisible de la disposition *a* (matériaux d'essai : plaquette de verre, mica, micanite, etc.).

Lors des essais sur les diélectriques solides, nous avons constamment utilisé des anneaux de garde comme protection contre les décharges brusques capables dans bien des cas de passer sur la surface latérale du diélectrique. Pour obvier à cela, ces anneaux de garde sont mis d'une façon permanente à la terre.

Il est intéressant de signaler un dispositif très en faveur, surtout pour des essais sur les différentes qualités de verre comprenant un cuve (fig. 32) remplie de mercure, la pièce diélectrique à essayer de forme représentée sur la même figure, remplie à son tour de mercure. Le tout est porté à la même température. Les électrodes ainsi constituées sont absolument homogènes (mercure interne et externe). Malheureusement, ce dispositif, si séduisant qu'il soit, présente des grandes difficultés de réalisation pratique.

La fig. 33 indique le dispositif de serrage que nous avons employé.

Pour éliminer les effets thermiques des électrodes, nous avons utilisé la disposition représentée sur la fig. 34. La plaque *a* du diélectrique à essayer est insérée entre deux plaques diélectriques *b* de même feuilles intermédiaires, en aluminium ou en nickel, sont taillées nature. Des feuilles très minces, des formes pelliculaires, sont interposées entre les plaques *a* et *b*, conformément à la figure. Ces comme il est représenté sur la fig. 35. Le rôle de ces plaquettes auxiliaires est évident : faire passer la totalité du courant d'essai, tandis que les plaques diélectriques absorbent et dégagent vers l'extérieur la chaleur due aux contacts d'électrodes.

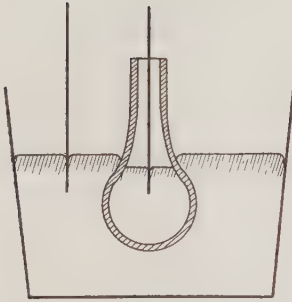


FIG. 32.

Dispositif des contacts, de forme spéciale, dans le mercure.

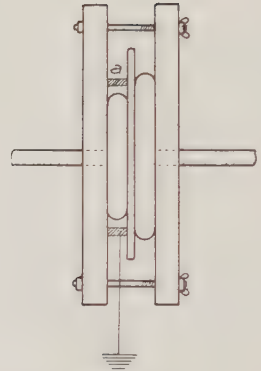


FIG. 33.

Représentation schématique du dispositif de serrage.
a — anneaux de garde.

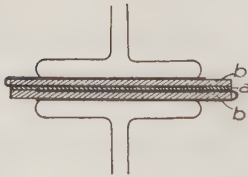


FIG. 34.

Dispositif des contacts spéciaux.

a — diélectrique à essayer.
b — diélectriques auxiliaires munies de feuilles métalliques représentées sur la fig. 16.



FIG. 35.

Forme des feuilles métalliques ci-contre.

APPAREILLAGE UTILISÉ.

Au point de vue des appareils utilisés comme source d'énergie, nous croyons devoir signaler une batterie des condensateurs électrolytiques, système Trévoux, gracieusement mis à notre disposition par les Etablissements Condensateurs Electriques SACT et dont chaque élément est isolé pour 500 V. Les différents montages de la batterie permettent l'obtention de toute une gamme des tensions variable allant jusqu'à 30 kV. Les tensions élevées ont été appliquées par impulsion. Nous nous sommes servis également d'un transformateur monophasé de 13 kV., système Alsthom, et d'un autre transformateur triphasé de 10 kV. système Compagnie Electro-Mécanique. Le montage en cascade de trois transformateurs de 5 kV, nous a permis d'avoir une source alternative permanente de 15 kV. Un redresseur du type Kénotron, installé au Laboratoire de haute tension de M. F. JOLIOT-CURIE, nous a donné la possibilité de l'obtention des sources continues. Les trois groupes convertisseurs indépendants ayant respectivement les caractéristiques ci-après, nous ont également servi, comme dispositifs auxiliaires en courant continu. Ces groupes sont : le premier, de 1,75 kW, 2.500 V., 0,7 amp., 3.000t.mn.; le second, de 500 V., 1,9 amp., 3.000 t.mn et le troisième de 200 V., 5,5 amp., 2.300t.mn. La tension d'alimentation prise sur le secteur est de 115 V. alt.

Les variations de la température ont été provoquées au moyen des thermostats déjà mentionnés que nous avons réalisés à l'aide des résistances de chauffe, du type spécial L 107/I, L 103 et J 519, construction Alsthom.

INDEX BIBLIOGRAPHIQUE.

(1-482)

- Benischke, G.** Les isolateurs en porcelaine. Paris, 1928.
- Bucksath, W.** Elektrische Stoszpruefung von Porzellanisolatoren. Berlin, 1924.
- Demuth, W.** Die Materialpruefung der Isoliermittel der Elektrotechnik. Berlin, 1923.
- Eseard, J.** Les substances isolantes et les méthodes d'isolement utilisées dans l'industrie électrique. Paris, 1911.
- Fischer, K.** Die Vorgaenge in Isolierkoerpern und isolierten Leitungen. Berlin, 1921.
- Gemant, A.** Elektrophysik der Isolierstoffe. Berlin, 1930.
- Guenther-Schulze, A.** Ueber die dielektrische Festigkeit. Muenchen, 1924.
- Imhoff, A.** Die Isoliermaterialien des Elektrotechnik. Solothurn, 1922.
- Joffé, A.** Conductibilité électrique des isolants solides et des semi-conducteurs. Paris, 1934.
- Joffé, A.** Semi-conducteurs électroniques. Paris, 1935.
- Kirsch, E.** Forschung und Technik. Berlin, 1930.
- Kourtschatov, I.** Le champ moléculaire dans les diélectriques. Paris, 1936.
- Peek, F.** Dielectric Phenomena in High Voltage Engineering. New-York, 1930.
- Schering, H.** Die Isolierstoffe der Elektrotechnik. Berlin, 1924.
- Schwaiger, A.** Elektrische Festigkeitslehre. Berlin, 1925.

- Semenoff, N. und A. Walther. Die physikalischen Grundlagen der elektrischen Festigkeitslehre. Berlin, 1928.
- Staeger, H. Elektrotechnische Isoliermaterialien. Stuttgart, 1931.
- Wernicke, K. Les isolants en électrotechnique. Paris, 1909.
- Whitehead, I. Diélectriques et isolants. Paris, 1928.
- Wilson, M. The electrical properties of semi-conductors and insulators. Paris, 1934.

PÉRIODIQUES.

- Adams, E. et C. Heaps. Phil. Mag. Vol. 24, p. 597. 1912.
- Addenbrooke, G. The Electrician. Vol. 66, p. 629. 1910.
- Addenbrooke, G. The Electrician. Vol. 68, p. 829. 1912.
- Addenbrooke, G. The Electrician. Vol. 70, p. 673. 1913.
- Addenbrooke, G. Phil. Mag. Vol. 45, p. 516. 1923.
- Ahmed, A. World Power. Vol. 1, p. 281. 1924.
- Albers-Schoenberg, H. et I. Gingold. ETZ., p. 205. 1932.
- Algermisse, J. Ann. der Physik. Vol. 19, p. 1007. 1906.
- Almy, J. Ann. der Physik. Vol. 1, p. 508. 1900.
- Almy, J. Physic. Review. Vol. 24, p. 50. 1907.
- Ambronn, R. Ann. der Physik. Vol. 58, p. 139. 1919.
- Anderson, A. Phil. Mag. Vol. 26, p. 351. 1913.
- Anderson, S. Physic. Review. Vol. 34, p. 34. 1912.
- Arndt, M. ETZ., p. 1271. 1910.
- Arndt, M. ETZ. p. 1271. 1910.
- Ashton, A. Phil. Mag. Vol. 2, p. 233. 1901.
- Aston, F. Proc. of Roy. Soc. London. Vol. 87, p. 428. 1912.
- Atkinson, R. Electrical Engineering. Vol. 52, p. 923. 1933.
- Austin, A. El. World. Vol. 70, p. 905, 1234. 1917.
- Austin, A. El. World. Vol. 90, p. 1345. 1927.

- Bacon, F. The Electrician. Vol. 65, p. 938. 1910.
Baekeland, L. El. World. Vol. 53, p. 387. 1909.
Baillie, J. The Electrician. Vol. 54, p. 674. 1905.
Bainville, A. L'Electricien. Vol. 25, p. 346, 375. 1903.
Banneitz, F. Ann. der Physik. Vol. 59, p. 239. 1919.
Barringer, L. El. World. Vol. 37, p. 950. 1924.
Barringer, L. Gen. El. Review. Vol. 37, p. 498. 1934.
Barrow, M. Electrical Engineering. Vol. 53, p. 867. 1934.
Bates, F. Le Radium. Vol. 8, p. 312. 1911.
Baur, C. The Electrician. Vol. 45, p. 758. 1901.
Baur, C. ETZ. p. 7 1904.
Bay, C. A.E.G. Mitteilungen, p. 258. 1933.
Beaulard, F. Comptes rendus. Vol. 130, p. 1182. 1900.
Beaulard, F. Comptes rendus. Vol. 144, p. 904. 1907.
Beaver, C. The Electrician. Vol. 63, p. 496. 1909.
Beck, K. Elektrotechn. und Maschinenbau, p. 178. 1911.
Becker, A. Ann. der Physik. Vol. 36, p. 209. 1911.
Becker, O. AEG Mitteilungen, p. 544. 1930.
Benedikt, R. JAIEE., p. 221. 1930.
Benischke, G. ETZ., p. 95. 1905.
Benischke, G. ETZ., p. 433, 445. 1917.
Benischke, G. BBC Mitteilungen, p. 115. 1926.
Berger, F. ETZ., p. 673. 1926.
Bialobjeski, T. L'Industrie Electr. Vol. 18, p. 406. 1909.
Bialobjeski, T. L'Industrie Electr. Vol. 18, p. 451. 1909.
Bialobjeski, T. Le Radium. Vol. 7, p. 48, 76. 1910.
Bialobjeski, T. Le Radium. Vol. 9, p. 250. 1912.
Bibbins, J. El. World. Vol. 36, p. 279. 1900.
Bijl, H. Ann. der Physik. Vol. 39, p. 170. 1912.
Binder, L. ETZ., p. 137. 1925.
Birnbäum, H. ETZ., p. 229. 1924.
Bloch, E. Comptes Rendus. Vol. 151, p. 808. 1910.
Bluch, O. Physik. Zeitschr., p. 226. 1926.
Borelius, G. Ann. der Physik. Vol. 45, p. 929. 1914.
Borthwick, P. Phil. Mag. Vol. 24, p. 608. 1912.
Bottler, M. ETZ., p. 149. 1917.

- Bouty, E. Comptes Rendus. Vol. 136, p. 1646. 1903.
Bouty, E. Comptes Rendus. Vol. 137, p. 741. 1903.
Bottler, M. Comptes Rendus. Vol. 141, p. 312. 1905.
Brady, H. The Electrician. Vol. 61, p. 251, 286, 322. 1908.
Branly, E. Comptes Rendus. Vol. 155, p. 933. 1913.
Branly, E. Comptes Rendus. Vol. 161, p. 759. 1915.
Branly, E. Comptes Rendus. Vol. 163, p. 943. 1916.
Branly, E. Comptes Rendus. Vol. 165, p. 450. 1917.
Brownell, F. El. World. Vol. 86, p. 218. 1925.
Brueckmann, H. Revue Gén. de l'Electr. Vol. 14, p. 534. 1923.
Brueckmann, H. ETZ., p. 23. 1925.
Brueckmann, H. ETZ., p. 1873. 1929.
Bryan, A. Physic. Review. Vol. 22, p. 399. 1923.
Bukov, M. AEG Mitteilungen, p. 1. 1926.
Bueltemann, A. The Electrician. Vol. 82, p. 491, 543. 1919.
Buisson, H. Comptes Rendus. Vol. 142, p. 881. 1906.
Butmann, C. El. World. Vol. 51, p. 502. 1918.
Butmann, C. El. World. Vol. 71, p. 812. 1918.
- Cady, W. et G. Vinal. The Electrician. Vol. 64, p. 300. 1910.
Campbell, A. et J. Eckersley. The Electrician. Vol. 64, p. 350.
Campbel, N. Phil. Mag. Vol. 6, p. 618. 1903. [1910.
Carr, W. Proc. of Roy. Soc. London. Vol. 71, p. 374. 1903.
Carter, E. Physic. Review. Vol. 3, p. 453. 1914.
Campbel, W. Phil. Mag. Vol. 38, p. 214. 1919.
Child, C. Physic. Review. Vol. 30, p. 311. 1910.
Chadburn, W. El. Review. Vol. 96, p. 571. 1925.
Chrétien, A. Comptes Rendus. Vol. 192, p. 1385. 1931.
Clark, F. Journ. Frankl. Inst. Vol. 208, p. 16. 1929.
Clark, F. Journ. Frankl. Inst. Vol. 216, p. 429. 1933.
Clark, F., et V. Montsinger. Gen. Electr. Review. P. 286. 1925.
Clark, F. et V. Montsinger. JAIEE., p. 3. 1925.
Clarkson, P. El. World. Vol. 57, p. 1222. 1911.
Clarkson, P. et U. Raydt. Ann. der Physik. Vol. 30, p. 333. 1909.
Colles, G. Journ. Frankl. Inst. Vol. 160, p. 191. 1905.
Collins, A. The Electrician. Vol. 93, p. 438. 1924.

- Collins, A. The Electrician. Vol. 94, p. 599. 1925.
Compton, K. Physic. Review. Vol. 21, p. 266. 1923.
Connat, S. El. World. Vol. 50, p. 127. 1907.
Coolle, W. El. World. Vol. 83, p. 1087. 1924.
Cooper, W. The Electrician. Vol. 71, p. 972. 1913.
Cramp, W. et S. Leetham. The Electrician. Vol. 57, p. 769. 1906.
Creighton, E. Proc. AIEE., p. 753. 1915.
Greighton, E. et F. Hunt. JAIEE., p. 480. 1921.
Crowther, J. Proc. of Roy. Soc. London. Vol. 82, p. 351. 1909.
Curie, J. et P. Compan. Comptes Rendus. Vol. 134, p. 1295, 1902.
Curie, P. Comptes Rendus. Vol. 134, p. 420. 1902.
Dannatt, C. World Power. Vol. 4, p. 141. 1925.
Davey, V. et T. Wilson. Gen. El. Review, p. 770. 1925.
Davis, B. Physic. Review. Vol. 24, p. 93. 1907.
Dawson, W. JIEE. Vol. 61, p. 59. 1922.
Dean, G. Physic. Review. Vol. 35, p. 459. 1912.
Decker, H. ETZ., p. 126. 1932.
Decker, W. El. World. Vol. 89, p. 601. 1927.
Demuth, W. ETZ., p. 891. 1920.
Demuth, W. ETZ., p. 605. 1922.
Dieterle, R. ETZ. p. 329. 1925.
Dobenecker, O. Ann. der Physik. Vol. 17, p. 699. 1933.
Dolph, J. The Electrician. Vol. 55, p. 61. 1905.
Donath, M. ETZ., p. 573. 1919.
Drager, K. Arch. f. Electr. Vol. 13, p. 366. 1924.
Draeger, K. AEG Mitteilungen, p. 659. 1929.
Drin, L. Rev. Gén. de l'Electr. Vol. 8, p. 542. 1920.
Drouin, F. L'Industrie Electr. Vol. 41, p. 520. 1932.
Drysdale, C. The Electrician. Vol. 46, p. 890. 1901.
Earhart, R. The Electrician. Vol. 58, p. 420. 1907.
Earhart, R. Phil. Mag. Vol. 16, p. 48. 1908.
Edelmann, O. ETZ., p. 1148. 1924.
Edmunds, P. Phil. Mag. Vol. 28, p. 234. 1914.
Elden, L. JAIEE., p. 145. 1921.
Engelhart, V. Arch. f. Electr. Vol. 13, p. 181. 1924.

- Engelhard-Erlangen, F. Ann. der Physik. Vol. 17, p. 510. 1933.
Estorff, W. ETZ., p. 60, 76. 1916.
Euken, A. Ann. d. Physik. Vol. 34, p. 185. 1911.
Euken, A. Physik. Zeitschrift., p. 1101. 1911.
Evershed, S. JIEE. Vol. 52, p. 51. 1913.

Falckenberg, S. Ann. d. Physik. Vol. 61, p. 145. 1920.
Farmer, F. Proc. AIEE., p. 2193. 1913.
Farr, C. et H. Philpott. JAIEE., p. 711. 1922.
Farrington, C. El. World. Vol. 45, p. 764. 1905.
Feder, T. JAIEE., p. 803. 1920.
Fehrle, K. Ann. d. Physik. Vol. 42, p. 1109. 1913.
Fellinger, E. Ann. d. Physik. Vol. 7, p. 333. 1902.
Fellinger, E. Ann. d. Physik. Vol. 60, p. 181. 1919.
Fernie, F. The Electrician. Vol. 89, p. 182. 1922.
Fernie, F. The Electrician. Vol. 96, p. 59. 1926.
Ficker, E. Ann. d. Physik. Vol. 31, p. 365. 1910.
Fischer-Hinnen, J. ETZ., p. 105. 1916.
Fleming, A. et A. Monkhouse. The Electrician. Vol. 87, p. 673.
Fleming, A. et A. Asthon. Phil. Mag. Vol. 2, p. 228. 1901 [1921.
Fleming, R. JIEE. Vol. 60, p. 63. 1921.
Fletcher, G. The Electrician. Vol. 63, p. 221. 1909.
Flight, J. JIEE. Vol. 52, p. 764. 1914.
Flight, J. The Electrician. Vol. 81, p. 636. 1918.
Flight, J. Electr. Review. Vol. 90, p. 39, 76. 1922.
Flight, J. JIEE. Vol. 60, p. 218. 1922.
Fock, V. Arch. f. Electrot. Vol. 19, p. 71. 1928.
Fokes, L. El. World. Vol. 85, p. 105. 1925.
Foerster, A. ETZ., p. 158. 1926.
Fontvielle, A. Rev. Gén. de l'El. Vol. 10, p. 599. 1921.
Ford, W. et S. Reynolds. Gen. El. Review. Vol. 36, p. 99. 1933.
Fortescue, C. The Electrician. Vol. 71, p. 741. 1913.
Fraser, W. et H. Secord. El. World. Vol. 83, p. 282. 1924.
Fredenhagen, C. Ann. d. Physik. Vol. 17, p. 332. 1905.
Friese, R. ETZ., p. 1028. 1903.
Fuhrmann, C. El. World. Vol. 89, p. 562. 1927.

- Fuerth, R. Ann. d. Physik. Vol. 70, p. 63. 1923.
Gabler, H. Arch. f. Electrot. Vol. 14, p. 406. 1925.
Gans, R. Ann. d. Physik. Vol. 64, p. 481. 1921.
Garrard, C. The Electrician. Vol. 61, p. 160. 1908.
Garrard, C. The Electrician. Vol. 73, p. 797. 1914.
Goebeler, E. Arch. Elektrot. Vol. 14, p. 491. 1925.
Goldmann, A. et S. Kalandyk. Ann. d. Physik. Vol. 36, p. 589.
Goldschmidt, R. Physik. Zeitschr., p. 417. 1911. [1911.
Gouy, A. Comptes Rendus. Vol. 151, p. 1020. 1910.
Graffunder, W. Ann. d. Physik. Vol. 70, p. 225. 1923.
Graffunder, W. Ann. d. Physik. Vol. 19, p. 689. 1934.
Grau, A. Elektrot. u. Maschinenbau, p. 579. 1908.
Greinacher, H. et H. Hermann. Ann. d. Physik. Vol. 17, p. 922.
Grob, H. ETZ., p. 951. 1904. [1905.
Gruenberg, M. ETZ., p. 290. 1916.
Grueneisen, G. et E. Giebe. ETZ., p. 445. 1913.
Gruenewald, F. ETZ., p. 1377. 1921.
Gruenewald, F. ETZ., p. 113. 1927.
Grunwald, E. AEG Mitteilungen, p. 55. 1925.
Guellner, G. Arch. f. Electr. Vol. 21, p. 267. 1929.
Guggenheimer, S. Phil. Mag. Vol. 2, p. 311. 1901.
Guye, C. et H. Guye. Comptes Rendus. Vol. 140, p. 1320. 1905.

Hacketal, M. ETZ, p. 172. 1903.
Hague, F. World Power. Vol. 4, p. 81. 1925.
Haerden, J. El. World. Vol. 41, p. 651. 1903.
Hakanson, A. ETZ., p. 953. 1910.
Hall, F. El. World. Vol. 50, p. 1009, 1053. 1907.
Handreck, H. ETZ., p. 1292. 1929.
Harding, C. JAIEE., p. 932. 1924.
Hawley, K. JAIEE., p. 796. 1930.
Hawley, K. Electric. Eng. Vol. 53, p. 897. 1934.
Haworth, H. The Electrician. Vol. 62, p. 455. 1909.
Hayden, J. El. World. Vol. 80, p. 865. 1922.
Hayden, J. JAIEE., p. 852. 1922.
Hayden, J. et W. Eddy. JAIEE., p. 138. 1922.

- Hayden, J. et W. Eddy. JAIEE., p. 495. 1922.
Hayden, J. et W. Eddy. JAIEE., p. 706. 1923.
Hendriks, A. Proc. AIEE., p. 295. 1911.
Henning, F. Ann. d. Physik. Vol. 22, p. 631. 1907.
Hentschel, L. Arch. f. Elektrot. Vol. 15, p. 138. 1925.
Hering, C. El. World. Vol. 58, p. 1903. 1911.
Herzfeld, K. JAIEE., p. 523. 1934.
Heye, G. Gen. El. Review. Vol. 37, p. 548. 1934.
Highfield, J. The Electrician. Vol. 54, p. 573. 1904.
Hirabe, G. et W. Ogawa. The Electrician. p. 656. 1917.
Hirsch, M. ETZ., p. 888. 1932.
Hitchcock, L. et F. Wood. El. World. Vol. 52, p. 132. 1908.
Hoechststaedter, M. ETZ., p. 467, 509, 537. 1910.
Hoffmann, G. Physik. Zeitschr., p. 961. 1910.
Holmes, M. Electric. Eng. Vol. 50, p. 675. 1931.
Holmes, M. Journ. Frankl. Inst. Vol. 213, p. 162. 1932.
Holtum, W. JIEE. Vol. 50, p. 755. 1913.
Hopper, A. The Electrician. Vol. 96, p. 258. 1926.
Hermell, W. Phil. Mag. Vol. 3, p. 52. 1902.
Horowitz, G. Arch. f. Electrot. Vol. 18, p. 535. 1927.
Horton, F. Phil. Mag. Vol. 26, p. 902. 1913.
Hosch, Th. AEG Mitteilungen, p. 332. 1929.
Hovda, O. Physic. Review. Vol. 34, p. 25. 1912.
Hueter, W. ETZ., p. 513. 1933.
Her, G. El. World. Vol. 86, p. 257. 1925.
Imlay, L. et P. Thomas. The Electrician. Vol. 71, p. 520. 1913.
Inge, L. et A. Walther. Arch. f. Electrot. Vol. 26, p. 409. 1932.
Inge, L. et A. Walther. Arch. f. Electrot. Vol. 23, p. 279. 1930.
Isnardi, H. Zeitschr. f. Physik. Vol. 9, p. 153. 1922.
Jackson, L. Phil. Mag. Vol. 43, p. 481. 1922.
Jacoby, G. Ann. d. Physik. Vol. 72, p. 153. 1923.
Jacoby, G. ETZ., p. 977. 1924.
Jeans, J. Phil. Mag. Vol. 1, p. 521. 1901.
Jensen, J. Physic. Review. Vol. 8, p. 433. 1916.
Joachim, H. Ann. d. Physik. Vol. 60, p. 570. 1919.

- Joffé, A. Ann. d. Physik. Vol. 20, p. 919. 1906.
John, W. Ann. d. Physik. Vol. 55, p. 299. 1918.
Jordan, H. ETZ., p. 127, 160. 1911.
Jost, R. Arch. f. Electrit. Vol. 23, p. 305. 1930.
Kassonn, B. El. World. Vol. 84, p. 167. 1924.
Kath, K. ETZ., p. 568. 1904.
Keating, W. El. World. Vol. 64, p. 525. 1914.
Kehse, W. ETZ., p. 1064. 1921.
Kehse, W. ETZ., p. 201. 1924.
Lord Kelvin. Phil. Mag. Vol. 8, p. 533. 1904.
Kemp, P. et W. Stephans. JIEE. Vol. 45, p. 685. 1910.
Kempton, W. Proc. AIEE., p. 841. 1910.
Kenelly, A. et R. Wiesman. El. World. Vol. 70, p. 1138. 1917.
Kieser, W. Arch. f. Electrot. Vol. 20, p. 374. 1928.
Kimpflin, G. Rev. Gén. de l'El. Vol. 12, p. 637. 1922.
Kinzbrunner, C. Elektrot. p. Maschinenbau, p. 549. 1905.
Kinzbrunner, C. Elektrot. p. Maschinenbau, p. 549. 1905.
Kinzbrunner, C. The Electrician. Vol. 55, p. 938. 1905.
Kirkby, P. Phil. Mag. Vol. 3, p. 212. 1902.
Kirsch, E. ETZ., p. 931, 958, 1007. 1932.
Klein, M. ETZ., p. 850, 874. 1913.
Kleinstueck, A. ETZ., p. 975. 1914.
Knowles, J. Electr. Review. Vol. 98, p. 491. 1926.
Kock F. ETZ., p. 85, 99. 1915.
Koenigsberger, J. Ann. d. Physik. Vol. 5, p. 113. 1901.
Koppelman, F. Arch. f. Electrot. Vol. 26, p. 135. 1932.
Koreff, F. Ann. d. Physik. Vol. 36, p. 49. 1911.
Kowalski, J. Comptes Rendus. Vol. 138, p. 487. 1904.
Krahl, M. AEG-Mitteilungen, p. 492, 390. 1929.
Krahl, M. AEG-Mitteilungen, p. 492, 390. 1928.
Kraner, H. Electric. Eng. Vol. 50, p. 209. 1931.
Krogh, K. ETZ., p. 139. 1904.
Kroo, J. Ann. d. Physik. Vol. 42, p. 1354. 1913.
Lahusse, J. Rev. Gén. de l'El. Vol. 15, p. 621. 1924.
Langevin, P. Comptes Rendus. Vol. 134, p. 414. 1902.

- Langevin, P. Comptes Rendus. Vol. 134, p. 533. 1902.
Langley, J. El. World. Vol. 41, p. 745. 1903.
Langsdorf, A. El. World. Vol. 52, p. 942. 1908.
Lapp, G. JAIEE., p. 491. 1922.
Lapp, G. Electric. Eng. Vol. 53, p. 922. 1934.
Lattin, R. El. World. Vol. 60, p. 893. 1912.
Lattley, R. Phil. Mag. Vol. 41, p. 829. 1921.
Lendi, J. El. World. Vol. 59, p. 590. 1912.
Lewis, W. Phil. Mag. Vol. 28, p. 104. 1914.
Lichtenecker, K. Physik. Zeitschr., p. 115. 1926.
Lichtenstein, E. ETZ., p. 773. 1910.
Lion, K. ETZ., p. 506. 1932.
Littleton, J. et W. Schawer. El. World. Vol. 90, p. 543. 1927.
Lloyd, W. Electric. Eng. Vol. 52, p. 510. 1932.
Loeber, H. Arch. f. Elektrot. Vol. 14, p. 511. 1925.
Lohmann, H. Ann. d. Physik. Vol. 22, p. 1008. 1907.

Mac Laughlin, H. Physic. Review. Vol. 21, p. 53. 1923.
Mac Naughton, A. JAIEE. Vol. 62, p. 929. 1924.
Magnus, A. Ann. d. Physik. Vol. 31, p. 597. 1910.
Malclès, L. Comptes Rendus. Vol. 144, p. 264. 1907.
Malclès, L. Comptes Rendus. Vol. 145, p. 1326. 1907.
Malclès, L. Comptes Rendus. Vol. 150, p. 1319. 1910.
Mallik, D et A. Das. Phil. Mag. Vol. 32, p. 50. 1916.
Mandl, W. Elektrot. u. Maschinenbau, p. 677. 1923.
Mannel, O. Arch. f. Elektrot. Vol. 12, p. 497. 1923.
Mar, W. del. JAIEE., p. 55. 1920.
Marbury, R. JAIEE., p. 719. 1925.
Martens, A. ETZ., p. 1204. 1909.
Marx, E. ETZ., p. 652. 1924.
Mattenklodt, E. Ann. d. Physik. Vol. 27, p. 359. 1908.
Maxwell, K. et A. Monkhouse. Electr. Review. Vol. 96, p. 715.
Maszler, A. ETZ., p. 1193, 1218. 1932. [1925.
Meiszner, A. Ann. d. Physik. Vol. 39, p. 1230. 1912.
Meyer, E. Ann. d. Physik. Vol. 67, p. 1. 1922.
Meyer, E. ETZ., p. 779. 1923.

- Meyser, K. Arch. f. Electrot. Vol. 24, p. 151. 1930.
Modelung, E. Physik. Zeitschr., p. 68. 1907.
Moench, F. ETZ., p. 292. 1929.
Moerder, K. Arch. f. Electrit. Vol. 24, p. 174. 1930.
Monasch, B. Ann. d. Physik. Vol. 22, p. 905. 1907.
Monasch, B. The Electrician. Vol. 59, p. 416, 460, 504. 1907.
Montsinger, V. El. World. Vol. 84, p. 923. 1924.
Moody, H. Proc. AIEE., p. 689. 1907.
Moon, P. Electric. Eng. Vol. 50, p. 676. 1931.
Moon, P. et A. Norcross. Journ. Grankl. Inst. Vol. 208, p. 705.
Moon, P. et A. Norcross. JAIEE., p. 125. 1930. [1929.
Moore, E. Physic. Review. Vol. 34, p. 81. 1912
Mordey, W. JIEE. Vol. 30, p. 864. 1901.
Mordey, W. JIEE. Vol. 43, p. 618. 1909.
Morey, W. Journ. Frankl. Inst. Vol. 219, p. 315. 1935.
Morgan, J. Phil. Mag. Vol. 41, p. 462. 1921.
Morris-Jones, W. Phil. Mag. Vol. 29, p. 261. 1915.
Moscicki, J. ETZ., p. 257. 1904.
Mueller, H. ETZ., p. 225. 1933.
Muendel, E. Arch. f. Electrot. Vol. 15, p. 320. 1926.
- Naeher, R. Arch. f. Elektrot. Vol. 21, p. 169. 1929.
Nagy, A. v. AEG-Mitteilungen, p. 313. 1932.
Naumann, O. ETZ., p. 177. 1924.
Nikuradse, A. Arch. f. Electrot. Vol. 20, p. 403. 1928.
Nishi, T. JAIEE., p. 949. 1920.
Nissley, N. The Electrician. Vol. 79, p. 378. 1917.
Norris, E. The Electrician. Vol. 94, p. 456. 1925.
Norton, C. El. World. Vol. 49, p. 835. 1907.
Nuttall, W. The Electrician. Vol. 87, p. 484. 1921.
- Oelkers, K. Ann. d. Physik. Vol. 74, p. 703. 1924.
Orgler, A. Ann. d. Physik. Vol. 1, p. 159. 1900.
Ortvey, R. Ann. d. Physik. Vol. 36, p. 1. 1911.
Osborn, H. et H. Pender. Proc. AIEE., p. 1593. 1910.
Owen, W. The Electrician. Vol. 94, p. 200, 210. 1925.

- Passavant, H. ETZ., p. 450. 1912.
Passavant, H. ETZ., p. 450. 1912.
Patterson, J. Phil. Mag. Vol. 6, p. 231. 1903.
Peachey, S. The Electrician. Vol 70, p. 1080. 1913.
Peaslee, W. Proc. AIEE., p. 1237. 1916.
Peaslee, W. Proc. AIEE., p. 401. 1917.
Peaslee, W. Génie Civil. Vol. 72, p. 356. 1918.
Peaslee, W. JAIEE., p. 445. 1920.
Pender, H. Phil. Mag. Vol. 5, p. 34. 1905.
Pfesfort, G. ETZ., p. 275. 1930.
Pittman, A. El. World. Vol. 82, p. 186. 1923.
Poole, H. Phil. Mag. Vol. 27, p. 58. 1914.
Poole, H. Phil. Mag. Vol. 32, p. 112. 1916.
Poole, H. The Electrician. Vol. 81, p. 129. 1918.
Poole, H. Nature. Vol. 107, p. 584. 1921.
Poole, H. Phil. Mag. Vol. 42, p. 488. 1921.
Porter, A. Phil. Mag. Vol. 23, p. 458. 1912.
Powell, R. Proc. AIEE., p. 1281. 1916.
Quincke, G. Ann. d. Physik. Vol. 46, p. 1025. 1915.
Rabinowicz, J. ETZ., p. 98. 1901.
Ray, S. Phil. Mag. Vol. 43, p. 1129. 1922.
Rayner, E. JIEE. Vol. 49, p. 3. 1912.
Reiche, E. Ann. d. Physik. Vol. 52, p. 109. 1917.
Reiger, R. Ann. d. Physik. Vol. 17, p. 935. 1905.
Renz, E. ETZ. p. 539. 1927.
Renz, E. ETZ. p. 539. 1927.
Retzow, U. ETZ., p. 409, 443. 1926.
Rheins, G. Comptes Rendus. Vol. 131, p. 505. 1900.
Rich, D. El. World. Vol. 64, p. 1247. 1914.
Richards, H. Physic. Review. Vol. 22, p. 122. 1923.
Riegger, H. Ann. d. Physik. Vol. 59, p. 753. 1919.
Rochow, H. Arch. f. Elektrot. Vol. 14, p. 361. 1925.
Rogowsky, W. Arch. f. Elektrot. Vol. 13, p. 153. 1924.
Rogowsky, W. Arch. f. Elektrot. Vol. 18, p. 123. 1927.
Rogowsky, W. Arch. f. Elektrot. Vol. 23, p. 569. 1930.

- Roper, D. JAIEE p. 201. 1921.
 Rosenthal, E. et F. Singer. ETZ. p. 705. 1920.
 Rottmann, C. Journ. Frankl. Inst. Vol. 188, p. 313. 1919.
 Rousseau, L. L'Industrie Electr. Vol. 19, p. 447, 493. 1910.
 Rousseau, J. et M. L'Industrie Electr. Vol. 19, p. 68, 107. 1910.
 Royds, T. Phil. Mag. Vol. 19, p. 285. 1910.
 Ruppert, W. ETZ. p. 608. 1934.
 Russel, A. Phil. Mag. Vol. 11, p. 237. 1906.
 Russel, A. The Electrician. Vol. 60, p. 160. 1907.
 Ryan, H. The Electrician. Vol. 54, p. 186. 1904.
 Ryan, H. El. World. Vol. 75, p. 254. 1920.
 Sahulka, J. ETZ. p. 547. 1904.
 Samuel, A. Comptes Rendus. Vol. 182, p. 206. 1926.
 Schaeffers, W. Comptes Rendus. Vol. 157, p. 203. 1913.
 Schendell, G. ETZ, p. 242. 1918.
 Schiller, H. Arch. f. Elektrot. Vol. 17, p. 609. 1927.
 Schmidt, F. Ann. d. Physik. Vol. 44, p. 329. 1914.
 Schneider, R. ETZ. p. 1905. 1925.
 Schramm, W. et W. Zebrowsky. ETZ. p. 601. 1928.
 Schreiber, E. Ann. d. Physik. Vol. 41, p. 767. 1913.
 Schulze, A. Ann. J. Physik. Vol. 14, p. 384. 1904.
 Schwaiger, A. Arch. f. Elektrot. Vol. 11, p. 41. 1922.
 Schwarz, A. JIEE. Vol. 44, p. 693. 1910.
 Schweidler, E. Ann. d. Physik. Vol. 24, p. 711. 1907.
 Seddig, M. Ann. d. Physik. Vol. 11, p. 815. 1903.
 Seeliger, R. Physik. Zeitschr., p. 115. 1926.
 Semm, A. Arch. f. Elektrot. Vol. 9, p. 30. 1921.
 Shaw, P. Phil. Mag. Vol. 13, p. 277. 1907.
 Shrader, J. El. World. Vol. 79, p. 174. 1922.
 Sieveking H. Ann. d. Physik. Vol. 20, p. 209. 1906.
 Smekal, A. Arch. f. Elektrot. Vol. 18, p. 18, p. 525. 1927.
 Smurow, A. ETZ. p. 768. 1929.
 Smurow, A. Arch. f. Elektrot. Vol. 22, p. 31. 1929.
 Smyth, C. Journ. Frankl. Inst. Vol. 207, p. 813. 1929.
 Sommermann, G. Journ. Frankl. Inst. Vol. 219, p. 433. 1935.

- Serge, J. Arch. f. Elektrot. Vol. 13, p. 189, 1924.
Spath, W. Arch. f. Elektrot. Vol. 12, p. 331, 1923.
Stark, J. Ann. d. Physik. Vol. 7, p. 417, 1902.
Steinmetz, C. The Electrician. Vol. 47, p. 412, 1901.
Stern, E. ETZ. p. 140, 416, 453, 1922.
Stiffler, B. The Electrician. Vol. 67, p. 587, 1911.
Swann, W. Phil. Mag. Vol. 26, p. 678, 1913.
- Tangl, K. Ann. d. Physik. Vol. 10, p. 748, 1903.
Thomas, P. Trans. AIEE. p. 353, 1903.
Thomson J. The Electrician. Vol. 60, p. 835, 878, 918, 1907.
Thomson, J. Phil. Mag. Vol. 23, p. 449, 1912.
Thornton, W. Phil. Mag. Vol. 19, p. 390, 1910.
Thornton, W. Phil. Mag. Vol. 38, p. 705, 1919.
Toepler, M. Ann. d. Physik. Vol. 29, p. 153, 1909.
Toepler, M. Arch. f. Elektrot. Vol. 10, p. 157, 1922.
Toepler, M. ETZ. p. 1045, 1924.
Toriyama, Y. Arch. f. Elektrot. Vol. 19, p. 31, 1928.
Townsend, J. Phil. Mag. Vol. 11, p. 729, 1906.
Townsend, J. Phil. Mag. Vol. 23, p. 856, 1912.
Traeger, L. ETZ. p. 870, 1927.
Tutton, A. Phil. Mag. Vol. 3, p. 631, 1902.
Tyndall, A. Phil. Mag. Vol. 21, p. 585, 1911.
Tyndall, A. Phil. Mag. Vol. 24, p. 424, 1912.
- Vanotti, E. JAIEE. p. 933, 1922.
Veley, V. Phil. Mag. Vol. 11, p. 73, 1906.
Vieweg, R. ETZ. p. 573, 1934.
Villard, P. et H. Abraham. Comptes Rendus. Vol. 153, p. 1200.
Voege, W. ETZ. p. 1033, 1904. [1911.
Voege, W. ETZ. p. 360, 1905.
Vogel, F. JAIEE. p. 627, 1924.
Voigt, E. Ann. d. Physik. Vol. 12, p. 385, 1903.
Vonwiller, O. Phil. Mag. Vol. 7, p. 655, 1904.
Vosmer, G. The Electrician. Vol. 57, p. 288, 1906.
- Wagner, H. ETZ. p. 1001, 1911.

- Wagner, K. JAIEE. p. 588. 1922.
Wagner, K. Rapport Congr. Intern. d'El. 1932.
Wagner, K. et A. Wertheimer. ETZ., p. 1279. 1913.
Walther, B. ETZ., p. 796, 873. 1903.
Weber, R. Ann. d. Physik. Vol. 11, p. 1047. 1903.
Wedmore, E. The Electrician. Vol. 87, p. 702. 1921.
Weeks, A. El. World. Vol. 53, p. 1236. 1908.
Weeks, J. Physic. Review. Vol. 19, p. 319. 1922.
Weicker, W. ETZ. p. 565. 1933.
Werner, W. Ann. d. Physik. Vol. 86, p. 95. 1928.
Wernicke, K. ETZ. p. 1078. 1905.
Whitehead, J. El. World. Vol. 82, p. 1007. 1923.
Whitehead, J. Journ. Frankl. Inst. Vol. 208, p. 453. 1929.
Whitehead, J. Electric. Eng. Vol. 51, p. 765. 1932.
Whitehead, J. JAIEE. p. 1288. 1935.
Whitehead, J. et E. Greenfield. JAIEE. p. 1389, 1934.
Whitehead, J. et R. Parvin. JAIEE. p. 186. 1929.
Wideroe, R. Arch. f. Elektrot. Vol. 26, p. 626. 1932.
Wiegand, P. ETZ. p. 570. 1928.
Wiesemann, R. Electric. Eng. Vol. 53, p. 1010. 1934.
Williams, J. Phil. Mag. Vol. 26, p. 598. 1913.
Williams, J. Journ. Frankl. Inst. Vol. 211. 1931.
Wilson, E. et W. The Electrician. Vol. 54, p. 356. 1904.
Winnertz, K. ETZ. p. 1115. 1906.
Woehr, F. Arch. f. Elektrot. Vol. 20, p. 444. 1928.
Zebrowski, W. ETZ. p. 1353. 1931.

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

QUALITÉS DIÉLECTRIQUES DU VIDE

Vu et approuvé :

Paris, le 25 Juin 1936

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

CH. MAURAIN.

Vu et permis d'imprimer :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

S. CHARLÉTY.

